

UNIVERSITE DE MONTPELLIER

FACULTE DES SCIENCES

T H E S E

présentée à la Faculté des Sciences de Montpellier
pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU BRUIT
DE GENERATION - RECOMBINAISON DANS LE GERMANIUM

par

M^{me} GOUSKOV née VALADJI Léone

Attachée de Recherches au C.N.R.S.

Soutenue le 27 Juin 1966 devant la Commission d'Examen

Jury :	MM. J.P. ROIG	Président
	P. DUMONTET	Assesseurs
	M. SAVELLI	
	M. M. BERNARD	Invité



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551915_0008

UNIVERSITE DE MONTPELLIER

FACULTE DES SCIENCES

T H E S E

présentée à la Faculté des Sciences de Montpellier
pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU BRUIT
DE GENERATION - RECOMBINAISON DANS LE GERMANIUM

par

M^{me} GOUSKOV née VALADJI Léone

Attachée de Recherches au C.N.R.S.

Soutenue le 27 Juin 1966 devant la Commission d'Examen

Jury : MM. J.P. ROIG	Président
P. DUMONTET	Assesseurs
M. SAVELLI	
M. M. BERNARD	Invité

FACULTE des SCIENCES
de
MONTPELLIER

LISTE des PROFESSEURS

DOYEN: B. CHARLES

ASSESEURS: R. JOUTY - J. FALGUEIRETTES

DOYEN HONORAIRE: P. MATHIAS

PROFESSEURS HONORAIRES: R. JACQUES , E. TURRIERE, J. GRANIER
M. CASTERAS, J. SOULA ,
E. CARRIERE, G. DENIZOT ,

PROFESSEURS TITULAIRES:

M. MOUSSERON.....Chimie Organique
M. L. EMBERGER.....Botanique
M. Ch. BOUHET.....Physique
M. P. MATHIAS.....Zoologie et Biologie Générale
M. J. P. ROIG.....Physique
M. P. CHATELAIN.....Minéralogie et Cristallographie
Mlle O. TUZET.....Zoologie
Mlle G. CAUQUIL.....Chimie
M. G. COUCHET.....Mécanique Supérieure
M. J. SALVINIEN.....Chimie-Physique
Mlle A. M. VERGNOUX.....Physique
M. J. AVIAS.....Géologie
M. P. VIELES.....Chimie
M. J. RABINOVITCH.....Physique (C. S. U. P.)
M. E. KAHANE.....Chimie Biologique
M. J. J. MOREAU.....Mécanique Rationnelle
M. B. CHARLES.....Mathématiques Pures
M. J. MOTTE.....Biologie Végétale
M. R. JOUTY.....Physique
M. P. DUMONTET.....Physique
M. R. LEGENDRE.....Zoologie
M. I. ASSENMACHER.....Physiologie Animale
M. A. CASADEVALL.....Chimie Organique
M. B. PISTOULET.....Physique
M. Ch. ROUMIEU.....Analyse Supérieure
M. A. POTIER.....Chimie Minérale
M. R. LAFONT.....Physique
M. R. JACQUIER.....Chimie
M. J. FALGUEIRETTES.....Minéralogie

Mme J. CHARLESMathématiques
M. P. CAILLON.....Physique
M. J. ROUZAUDChimie
M. Ch. SAUVAGEBotanique
M. H. CHRISTOLChimie (E. N. S. I.)
M. A. MARTINEAU.....Mathématiques

PROFESSEURS SANS CHAIRE:

Mme M. L. de POUQUES.....Botanique (C. S. U. P.)
M. P. MURAOUR..... Géophysique Appliquée
Mme M. LAFON..... Mathématiques
M. M. MATTAUER..... Géologie
M. G. TOURNE..... Chimie
M. L. EUZET..... Zoologie (C. S. U. P.)
M. J. REMY Géologie
Mme G. VERNETBiologie Animale
M. H. ANDRILLAT Astronomie
M. P. DEMANGEON Géologie
M. A. BONNET Botanique
M. M. SAVELLI..... Physique
M. G. DELOUPY..... Physique
M. L. GRAMBAST..... Botanique
M. J. P. LAFON..... Mathématiques
Mme Ch. DUBOUL-RAZAVET... Géologie (C. S. U. P.)
M. E. GROUBERT..... Physique
Mme H. GUASTALLA..... Biologie Physico-Chimique

MAITRES DE CONFERENCES:

M. A. STEINER Psychophysiologie
M. G. LAMATY Chimie
M. R. GAUFRES..... Chimie
M. F. PROUST Géologie
M. A. BASSOMPIERRE..... Physique
M. R. MARTY Physiologie Animale
M. M. MAURIN Chimie
M. J. J. SOULIER..... Chimie (C. S. U. P.)
M. J. PARIS Biologie Animale (C. S. U. P.)
Mlle A. BAILLETTE..... Mathématiques (C. S. U. P.)
M. N. ROBY Mathématiques (C. S. U. P.)
M. P. MOLINO..... Mathématiques
Mlle N. PIREYRE..... Physiologie Végétale
M. L. CECCHI Physique

M. F. DURAND Chimie (C. S. U. P.)
M. G. BOUGNOT Physique
M. Y. GUITTON Physiologie Végétale (C. S. U. P.)
M. F. BOMBRE Physique (C. S. U. P.)

CHARGES D'ENSEIGNEMENT:

M. M. LEFRANC Mathématiques
M. A. STURER Mathématiques

SECRETAIRE PRINCIPAL:

M. E. SIAU

A mes Parents

A mon Mari

A ma Fille

Ce travail a été effectué au Centre d'Electronique des Solides de l'Université de Montpellier dans le Laboratoire de Physique des Solides.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur le Professeur J. P. ROIG pour avoir bien voulu assurer la présidence de mon jury.

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur P. DUMONTET d'avoir bien voulu faire partie de mon jury et de l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

Que Monsieur le Professeur M. SAVELLI trouve ici mes plus vifs remerciements pour l'aide suivie et les conseils qu'il m'a donnés tout au cours de ces travaux.

Je suis très reconnaissante à Monsieur l'Ingénieur en Chef M. BERNARD pour avoir bien voulu faire partie de mon jury et pour son appui et son aide si précieuse.

Je remercie également Monsieur le Professeur A. POTIER et Madame POTIER, Maître de Recherches au C.N.R.S., dans le Laboratoire desquels j'ai toujours trouvé un accueil aimable et efficace.

J'ai été soutenue dans la réalisation de ce travail par l'aide du Centre National d'Etudes des Télécommunications; j'adresse tous mes remerciements à Monsieur MENORET, Ingénieur du Département PCM et à tout le personnel de ce service.

La collaboration avec mes camarades du Laboratoire de Physique des Solides m'a été d'un grand secours, je les remercie tous très sincèrement.

Mes remerciements s'adressent enfin au C.N.R.S. qui m'a permis de réaliser ce travail.

C H A P I T R E _ _ _ I _

I N T R O D U C T I O N

Dans un semiconducteur, les densités locales des électrons et des trous libres, soient n et p , sont des fonctions des coordonnées spatiales $\vec{r}$ et du temps t . En moyenne, la variation de ces concentrations résultent à la fois du déplacement des porteurs libres causé par l'agitation thermique et l'effet du champ électrique appliqué $\vec{E}$ et des processus de génération et de recombinaison des porteurs.

Ceci apparait clairement (56) sur les équations de conservation :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n + g_n - r_n \quad 1.1$$

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p + g_p - r_p \quad 1.2$$

complétées par l'expression des densités des courants d'électrons $\vec{J}_n$ et de trous $\vec{J}_p$:

$$\vec{J}_n = \vec{J}_{nc} + \vec{J}_{nd} ; \vec{J}_{nc} = q n \vec{v}_n \vec{E} ; \vec{J}_{nd} = q D_n \overrightarrow{\operatorname{grad} n} \quad 1.3$$

$$\vec{J}_p = \vec{J}_{pc} + \vec{J}_{pd} ; \vec{J}_{pc} = q p \vec{v}_p \vec{E} ; \vec{J}_{pd} = q D_p \overrightarrow{\operatorname{grad} p} \quad 1.4$$

Dans les précédentes relations, on a désigné par :

- g_n et g_p les densités d'électrons et de trous créés par seconde dans la bande de conduction et la bande de valence.

- r_n et r_p les densités d'électrons et de trous quittant par seconde la bande de conduction et la bande de valence.
- D_n et D_p les constantes de diffusion relatives aux électrons et aux trous.
- μ_n et μ_p les mobilités des électrons et des trous.

Supposons, pour simplifier, le semiconducteur suffisamment de type (n) pour que la population des trous soit négligeable devant celles des électrons; on aura :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_{nd} + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_{nc} + g_n - r_n \quad 1.5$$

Cette relation comprend au second membre trois termes, dont chacun est générateur d'une composante bien distincte du bruit. Chacun de ces termes, en régime permanent pour un semiconducteur homogène, est nul en moyenne, mais des fluctuations pourront être mises en évidence en étudiant les propriétés du second ordre de la fonction aléatoire $n(t)$:

Le premier terme est lié à la diffusion des porteurs, phénomène traduisant essentiellement l'agitation thermique; les fluctuations microscopiques de la direction des vitesses électroniques est le processus générateur du bruit thermique.

Le deuxième terme est lié à l'injection et à la collection des porteurs dans l'échantillon sous l'effet du champ électrique; dans la mesure où les porteurs n'ont pas perdu leur individualité entre l'injection et l'extraction (soit par choc avec les ions du cristal, soit par capture provisoire sur un centre d'impureté localisé), il apparaîtra un effet de grenaille, analogue à celui existant dans les diodes à vide.

Le dernier terme montre d'une manière explicite que le nombre de porteurs fluctue au gré des processus de génération et de recombinaison, et qu'il apparaîtra donc un bruit de génération - recombinaison.

Il est instructif de remarquer que les valeurs relatives des trois constantes de temps suivantes :

τ_r : temps de relaxation ou durée moyenne entre deux chocs, électron-réseau ; τ : durée de vie des porteurs ; τ_t : temps de transit entre électrodes, conditionnent l'apparition de ces différentes composantes de bruit.

Pour tous les semiconducteurs connus, le temps de relaxation τ_r est bien inférieur à la durée de vie; aussi en classant τ_t par rapport à

$\tau_r \ll \tau$, on distingue trois cas :

$\tau_t < \tau_r < \tau$. Il y a collection de porteurs sans que ceux-ci aient le temps d'entrer en interaction avec le réseau ni de se recombiner. On retrouve la même situation que celle des électrons dans le vide d'une diode, et le bruit est donc du type bruit de grenaille.

$\tau_r < \tau_t < \tau$. Entre l'instant d'injection et d'extraction de chaque porteur, celui-ci aura effectué un très grand nombre de chocs avec le réseau, qui lui auront fait perdre le souvenir de l'instant d'injection; il n'y aura donc plus d'effet de grenaille, mais essentiellement du bruit thermique; remarquons que cet effet subsiste en l'absence de champ électrique, donc en l'absence de la notion de temps de transit.

$\tau_r < \tau < \tau_t$. Dans ce cas, deux processus contribuent à rendre nulle la corrélation entre l'injection et l'extraction : ce sont les chocs avec le réseau (bruit thermique) et les captures des porteurs sur des centres localisés dont le niveau énergétique est situé dans la bande interdite, puis leur régénération dans leur bande (conduction ou valence). Ce dernier effet donne lieu au bruit de génération - recombinaison .

Ce travail est relatif à l'étude de cette dernière composante dans le germanium.

Les premiers travaux théoriques concernant cette composante de bruit ont été publiés par R. E. Burgess(8) (9) (10) dans le cas où les transitions de génération-recombinaison ont lieu entre deux niveaux. Elle a été étendue aux processus de transitions multiniveaux par K. M. van Vliet et J. BLOK (54) (55) (56).

Les résultats expérimentaux mettant en évidence une composante de bruit dont le spectre obéit à la loi en $k I^2 (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1}$ dans le germanium dopé en impuretés peu profondes ont été rapportés par G. B. Herzog et A. van der Ziel (24), Mattson et van der Ziel (39), T. G. Maple L. Bess, H. A. Gebbie (38), D. Sautter et K. Seiler (49) (48), J. E. Hill et K. M. Van Vliet (23). O. Ebert (14) a constaté dans le domaine proche de la température ambiante le bon accord des valeurs de durée de vie déduites de l'analyse spectrale et des mesures de décroissance de la photoconductivité.

Plus récemment divers auteurs se sont intéressés aux mesures de bruit de génération-recombinaison dans des échantillons possédant des centres de recombinaison profonds bien contrôlés. L. J. Neuringer, W. Bernard (41) (42) ont étudié le bruit de génération-recombinaison dans le germanium dopé à l'or, B. V. Rollin, J. P. Russel (46) se sont intéressés au germanium dopé au cuivre à basse température, F. M. Klaassen (28) (29) a étudié plus spécialement le germanium dopé nickel.

L'étude du bruit de génération-recombinaison dans les semiconducteurs permet de préciser la nature des transitions entre niveaux d'impuretés et bandes. Les constantes de temps mises en évidence permettent de déterminer les sections de capture des niveaux. En outre, dans le cas où l'ionisation des niveaux d'impuretés est utilisée à la détection du rayonnement (IR en particulier), l'importance du bruit de génération-recombinaison fixera la limite de la sensibilité du détecteur.

Dans ce travail, nous examinerons deux types de processus de transitions de génération-recombinaison dans les échantillons de germanium monocristallin:

les processus à 3 niveaux mettant en oeuvre les bandes et le niveau localisé profond introduit par les dislocations.

les processus à 4 niveaux mettant en oeuvre les bandes et les deux niveaux localisés d'ionisation du nickel dans le germanium.

Les études comparatives de durée de vie de photoconductivité en régime transitoire et d'analyse spectrale de la composante de bruit de génération recombinaison permettront de mieux comprendre ces processus.

Dans une première partie, j'exposerai tout d'abord un point de vue approché du problème du bruit de génération-recombinaison, mettant en oeuvre, dans le cadre de l'approximation poissonnienne, les processus microscopiques individuels générateurs de cette composante de bruit; bien que les résultats théoriques qui en découlent soient approchés, il m'a semblé instructif de les exposer pour mieux rendre compte des phénomènes qui gouvernent le bruit de génération - recombinaison à l'échelon individuel. Puis, j'exposerai la théorie plus élaborée de K.M. van Vliet et J. Blok (54) (55) (56) basée sur une analyse, dans le cadre des processus de Markoff, et à l'échelon collectif, des fluctuations des porteurs libres contrôlées par certains niveaux.

Dans une seconde partie, je donnerai les caractéristiques des échantillons étudiés, leur mode de préparation; je décrirai les bancs de mesure permettant l'analyse spectrale du bruit de génération-recombinaison et la détermination de la durée de vie de photoconductivité.

Les résultats expérimentaux et leur interprétation seront présentés dans une troisième partie, d'abord pour une première série d'échantillons dopés en impuretés peu profondes où les dislocations semblent bien contrôler les phénomènes de génération-recombinaison, ensuite pour des échantillons dopés au nickel de type n et p, dont les deux niveaux d'ionisation se situent profondément dans la bande interdite.

P R E M I E R E P A R T I E

ASPECT THEORIQUE DU BRUIT DE GENERATION - RECOMBINAISON

Le bruit de génération-recombinaison étant directement lié aux fluctuations du nombre de porteurs libres, il s'agit d'examiner la liaison entre ces fluctuations et les fluctuations macroscopiques de courant ou de tension aux bornes de l'échantillon étudié.

Soient $I(t)$ le courant total, au temps t , dans un échantillon semi-conducteur renfermant $N(t)$ électrons et $P(t)$ trous, μ_n et μ_p les mobilités respectives des porteurs ($b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$), E le champ électrique dans l'échantillon, L la distance interélectrode; on a :

$$I(t) = q \mu_p E L^{-1} [P(t) + b N(t)] \quad 2.0.1$$

Désignons par I_o , P_o , N_o les valeurs moyennes de $I(t)$, $P(t)$ et $N(t)$, par $\langle i_y^2 \rangle$, $\langle p_y^2 \rangle$, $\langle n_y^2 \rangle$ les densités spectrales des variables aléatoires centrées $I(t) - I_o$, $P(t) - P_o$, $N(t) - N_o$, et par

$\langle (np)_y \rangle$ la densité spectrale d'intercorrélation électrons-trous, transformée de Fourier de $\langle [N(t) - N_o] [P(t + \theta) - P_o] \rangle$, on obtient :

$$\langle i_y^2 \rangle = \left[\frac{I_o}{P_o + b N_o} \right]^2 \left[\langle p_y^2 \rangle + 2 b \langle (pn)_y \rangle + b^2 \langle n_y^2 \rangle \right] \quad 2.0.2$$

La connaissance de $\langle i_y^2 \rangle$ est donc ramenée à celle des trois densités spectrales $\langle p_y^2 \rangle$, $\langle (np)_y \rangle$, $\langle n_y^2 \rangle$.

Je présente, dans cette première partie, les problèmes théoriques que pose la détermination des densités spectrales des fluctuations de porteurs $\langle p_{\gamma}^2 \rangle$, $\langle (np)_{\gamma} \rangle$, $\langle n_{\gamma}^2 \rangle$.

J'exposerai tout d'abord dans le chapitre II la présentation approximative de ces problèmes en supposant que les transitions en jeu dérivent de processus ponctuels poissonniens.

Dans le chapitre III, j'aborderai le traitement collectif du bruit de génération-recombinaison dans le cadre des processus de Markoff.

C H A P I T R E I I

LE BRUIT DE GENERATION - RECOMBINAISON DANS LE CADRE DE L' APPROXIMATION POISSONNIENNE

II-1 RAPPEL DES NOTIONS MATHEMATIQUES NECESSAIRES

On se place ici dans le cadre des fonctions aléatoires réelles, centrées stationnaires d'ordre 2.

II-1-1 Analyse harmonique d'une fonction aléatoire et de sa filtrée (5)

Soient $X(t)$ une telle fonction aléatoire et $Y(t)$ la transformée de $X(t)$ à travers un filtre F linéaire et homogène de gain $G(\gamma)$. Les résultats de l'analyse harmonique de $X(t)$ et $Y(t)$ sont rappelés schématiquement sur le tableau II-1.

II-1-2 Réponse d'un filtre linéaire (aléatoire) à une suite d'impulsions poissonnienne (6) (7)

Il est possible d'avoir un modèle simplifié de la majorité des phénomènes générateurs de bruit de fond dans les semiconducteurs, en faisant dériver les fonctions aléatoires introduites, de suites aléatoires d'instants $\dots t_j, t_{j+1} \dots$ formant un processus ponctuel poissonnien. La densité moyenne des points t_j sur l'axe des temps est une constante ρ_0 , lorsque le processus est stationnaire dans le temps.

<u>X(t)</u>	<u>Caractéristiques de F</u>	<u>Y(t) = F [X(t)]</u>
$X(t) = e^{2\pi i \gamma t}$	$G(\gamma)$: gain	$Y(t) = G(\gamma) e^{2\pi i \gamma t}$
$X(t) = \delta(t)$	$R(t)$: réponse percutuelle	$Y(t) = R(t)$
<u>Représentation harmonique pour $\gamma > 0$</u>		
$X(t) = \int_0^\infty [da(\gamma)\cos 2\pi\gamma t + db(\gamma)\sin 2\pi\gamma t]$	$Y(t) = \int_0^\infty g(\gamma) da(\gamma)\cos [2\pi\gamma t + \phi(\gamma)] + \int_0^\infty g(\gamma) db(\gamma)\sin [2\pi\gamma t + \phi(\gamma)]$	
avec	avec	
$\langle da(\gamma) \rangle = \langle db(\gamma) \rangle = 0$	$g(\gamma) = G(\gamma) $	
$\langle da(\gamma)da(\gamma') \rangle = \langle db(\gamma)db(\gamma') \rangle$ $= \int (\gamma - \gamma') dH(\gamma)$	$\phi(\gamma) = \text{Arg } G(\gamma)$	
<u>Propriétés de la fonction de corrélation</u>		
$C_X(\tau) = C_X(-\tau)$	$C_Y(\tau) = C_Y(-\tau)$	
$C_X(\tau) = \int_0^\infty \cos 2\pi\gamma\tau dH(\gamma)$	$C_Y(\tau) = \int_0^\infty \cos 2\pi\gamma\tau G(\gamma) ^2 dH(\gamma)$	
<u>Propriétés de la densité spectrale</u>		
$\langle x_\gamma^2 \rangle d\gamma = dH(\gamma)$	$\langle y_\gamma^2 \rangle d\gamma = G(\gamma) ^2 dH(\gamma)$	
$\langle x_\gamma^2 \rangle = 4 \int_0^\infty \cos 2\pi\gamma\tau C_X(\tau) d\tau$	$\langle y_\gamma^2 \rangle = G(\gamma) ^2 \langle x_\gamma^2 \rangle$	

tableau II - I

Soit un filtre linéaire, dont la réponse percuSSIONNELLE $R(t, a)$ présente un caractère aléatoire, rappelé par le paramètre a . Si à chaque instant t_j de la suite on associe une impulsion $\delta(t_j)$, la réponse de l'amplificateur (filtre linéaire) au train d'impulsions ... $\delta(t_j)$...

sera :

$$Y(t) = \sum_{t_j} R(t-t_j, a) \quad 2.1.1$$

Le résultat de l'étude d'un tel processus est le suivant :

$$\langle Y(t) \rangle = \rho_0 \langle G(0, a) \rangle_a \quad 2.1.2$$

$$\langle Y^2 \rangle = 2 \rho_0 \langle |G(\gamma, a)|^2 \rangle_a \quad 2.1.3$$

en désignant par $G(\gamma, a)$ la transformée de Fourier de $R(t, a)$ et par $\langle \rangle_a$ l'espérance mathématique réalisée sur une fonction dépendant du paramètre aléatoire a .

En particulier, si la réponse percuSSIONNELLE est du type

$$\begin{aligned} R(t, a) &= 1 && \text{si } 0 < t < a \\ R(t, a) &= 0 && \text{ailleurs} \end{aligned} \quad 2.1.4$$

et si a est une variable aléatoire de densité de probabilité $p(a)$ telle que :

$$p(a) = \frac{1}{a_0} e^{-a/a_0} \quad \text{pour } a > 0 \quad 2.1.5$$

$$p(a) = 0 \quad \text{pour } a < 0$$

on trouve :

$$\langle Y(t) \rangle = \rho_0 a_0 \quad 2.1.6$$

$$\langle Y^2 \rangle = 4 \rho_0 \frac{a_0^2}{1 + 4\pi^2 \gamma^2 a_0^2} \quad 2.1.7$$

II-2 LE BRUIT DE GENERATION - RECOMBINAISON (DEUX NIVEAUX) DANS LE CADRE DE L'APPROXIMATION POISSONNIENNE.

II-2-1 Durée moyenne de séjour des porteurs dans une bande, départ et arrivée ayant lieu suivant deux processus poissonniens de même loi (19).

Soit une bande, par exemple la bande de conduction, et soient deux suites d'instants $\dots, t_j, \dots$ et $\dots, t'_k, \dots$ formant chacune une distribution poissonnienne de densité uniforme R_o . Faisons correspondre à chaque instant de la première, l'arrivée d'un électron dans la bande et à chaque instant de la seconde le départ d'un électron.

Supposons qu'un électron arrive en t_j ; la probabilité pour qu'il sorte en $t'_k = t_j + \theta$, à $d\theta$ près (cf. fig. II-2) est égale au produit $P_1 \times P_2$ de la probabilité P_1 pour qu'il ne quitte pas la bande de conduction entre t_j et t'_k , par la probabilité P_2 pour qu'il en sorte en t'_k à $d\theta$ près.

On a en désignant par N_o le nombre moyen total d'électrons dans la bande :

$$P_1 = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} (1 - R_o \frac{\Delta t}{N_o})^{\frac{\theta}{\Delta t}} = e^{-\frac{R_o \theta}{N_o}} \quad 2.2.1$$

$$P_2 = \frac{R_o d\theta}{N_o} \quad 2.2.2$$

Par suite, la vie moyenne de l'électron dans la bande de conduction sera :

$$\tau_n = \langle \theta \rangle = \int_0^{\infty} \frac{R_o \theta}{N_o} e^{-\frac{R_o \theta}{N_o}} d\theta = \frac{N_o}{R_o} \quad 2.2.3$$

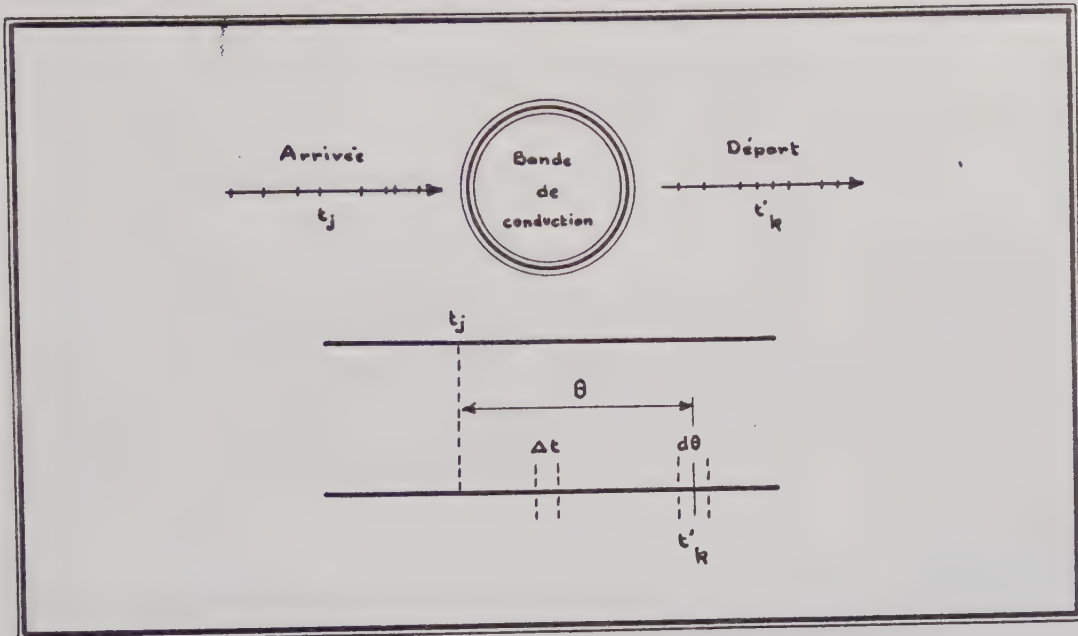


Fig: II.2

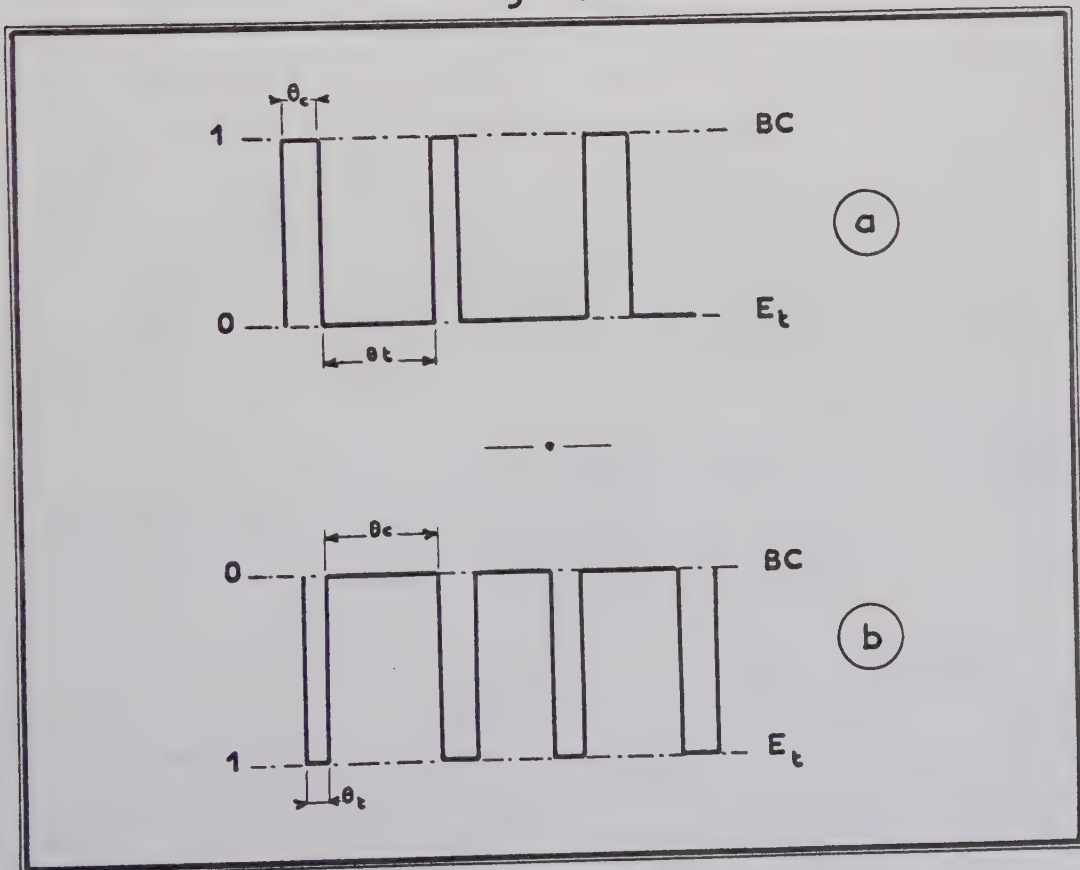


Fig: II.3

A l'équilibre thermodynamique, la vie moyenne est donc égale au rapport du nombre total N_o des électrons dans la bande de conduction, au flux total R_o d'électrons arrivant dans cette bande (ou sortant de cette bande) par unité de temps.

REMARQUE : Lorsqu'il y a plusieurs processus, qui contribuent à apporter (ou à extraire) des porteurs d'une bande, dans la mesure où chacun de ces processus est poissonnien et indépendant des autres, le processus global est encore un processus poissonnien dont la densité est la somme des densités (6).

II-2-2 Modèle simplifié des fluctuations d'électrons existant entre la bande de conduction et un niveau situé dans la bande interdite.

Considérons, au cours du temps, les transitions d'un électron entre la bande de conduction et un niveau E_t de la bande interdite. Faisons correspondre un indicateur aléatoire $Y_1(t)$ qui vaut +1 durant le séjour dans la bande de conduction et 0 aux autres instants; soient θ_c et θ_t le temps aléatoire de séjour de cet électron dans la bande de conduction et sur E_t , ces variables aléatoires ayant des lois du type (2.1.5) de valeur moyenne τ_c et τ_t .

Il sera possible de ramener ce modèle général à un modèle poissonnien si l'une de ces constantes de temps est bien inférieure à l'autre (cf. fig. II-3). Dans ce cas, la densité ρ_o sera telle que :

$$\rho_o (\tau_c + \tau_t) = 1 \quad 2.2.4$$

Si $\tau_c \ll \tau_t$, on pourra, sans grande erreur, considérer (cf. fig. II-3-a) que :

$$Y_1(t) \simeq \sum_{t_j} R(t-t_j) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} R(t) = 1 & \text{si } 0 < t < \theta_c \\ R(t) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad 2.2.5$$

Par contre, si $\tau_c \gg \tau_t$ (cf. fig. II-3-b), il suffit de remarquer que deux fonctions aléatoires dont la somme ou la différence est égale à une constante ont même densité spectrale pour voir que la densité spectrale de $Y_1(t)$ sera la même que celle de la fonction aléatoire $1 - Y_1(t)$ qui, elle, peut être avec la même approximation dérivée du processus poissonien, de densité ρ_0 , suivant :

$$Y'_1(t) \simeq \sum_{t_j} R(t-t_j) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} R(t) = 1 & \text{si } 0 < t < \theta_t \\ R(t) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad 2.2.5$$

II-2-3 Application aux transitions bande de conduction - niveaux donneurs (cf. fig. II-4)

Soit N_D le nombre total de donneurs; le flux de recombinaison R et les vies moyennes τ_c et τ_D valent :

$$R = \propto N^2 ; \quad \tau_c = \frac{N}{\propto N^2} = \frac{1}{\propto N} ; \quad \tau_D = \frac{N_D - N}{\propto N^2} \quad 2.2.6$$

Premier cas : Domaine d'impuretés $N_D - N \gg N$, soit $\tau_c \ll \tau_D$.

La densité spectrale de $Y_1(t)$ (cf. relation 2.2.5) est du type (2.1.7) en y remplaçant a_0 par τ_c ; par suite la densité spectrale relative à l'ensemble des électrons $N(t)$ de la bande de conduction sera N_D fois plus grande, soit :

$$\langle n_{\gamma}^2 \rangle = 4 \rho_o N_D \frac{\tau_c^2}{1 + 4 \pi^2 \gamma^2 \tau_c^2} \quad 2.2.7$$

$$= \frac{4}{\alpha} \frac{1}{1 + 4 \pi^2 \gamma^2 \tau_c^2}$$

et la variance $\langle \Delta N^2 \rangle$ obtenue par intégration s'écrit :

$$\langle \Delta N^2 \rangle = N_o \quad 2.2.8$$

Deuxième cas : Domaine d'épuisement $N \gg N_D - N$ soit $\tau_c \gg \tau_t$

En procédant de même, à partir de 2.2.5, il vient :

$$\langle n_{\gamma}^2 \rangle = \frac{4}{\alpha} \frac{(N_D - N)^2}{N^2} \frac{1}{1 + 4 \pi^2 \gamma^2 \tau_D^2} \quad 2.2.9$$

$$\langle \Delta N^2 \rangle = N_D - N \quad 2.2.10$$

II-2-4 Applications aux transitions bande de conduction - niveaux pièges (cf. fig. II-5)

Supposons le semiconducteur de type n, dans un domaine de température où tous les donneurs N_D sont ionisés et soit $N_t \ll N_D$ le nombre total de pièges pouvant être neutres N_{to} ou négatifs $N_t - N_{to}$, on a :

$$R = \beta N N_{to} ; \quad \tau_c = \frac{1}{\beta N_{to}} ; \quad \tau_t = \frac{N_t - N_{to}}{\beta N N_{to}}$$

2.2.11

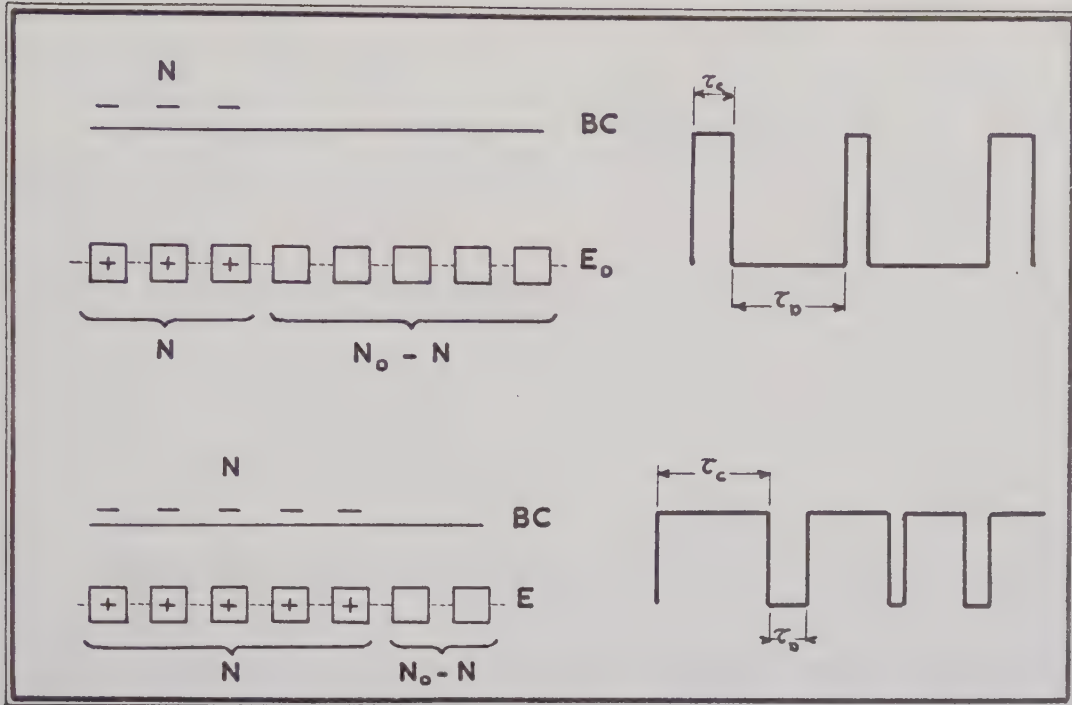


Fig : II.4

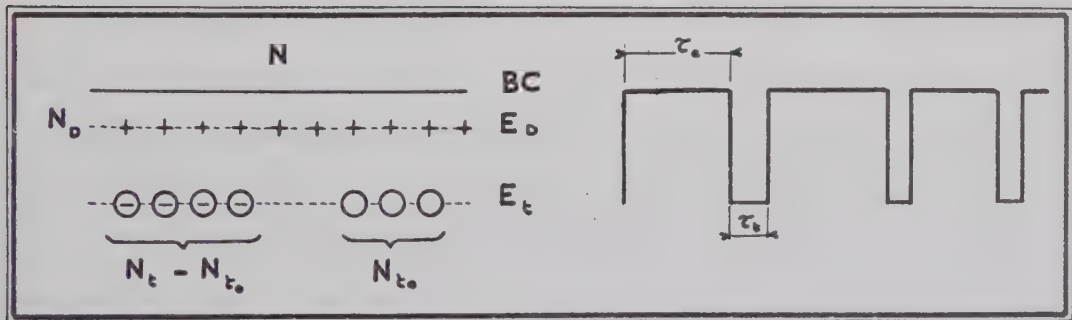


Fig : II.5

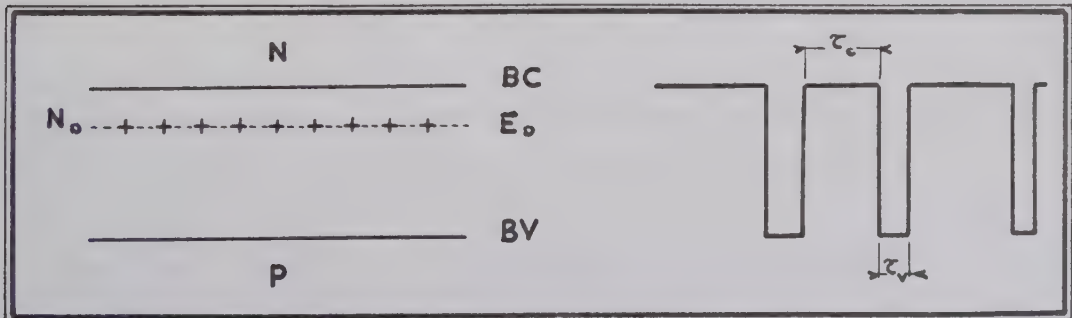


Fig : II.6

Le cas $\tau_c \ll \tau_t$ qui correspond à $N \ll N_t - N_{to}$ est incompatible avec la condition $N_t \ll N_d$.

Par suite on aura toujours $N \gg N_t - N_{to}$ soit $\tau_c \gg \tau_t$ et l'on trouve :

$$\langle n_y^2 \rangle = \frac{4}{\beta} \frac{(N_t - N_{to})^2}{N N_{to}} \frac{1}{1 + 4\tau_y^2 \tau_t^2} \quad 2.2.12$$

$$\langle \Delta N^2 \rangle = N_t - N_{to} \quad 2.2.13$$

II-2-5 Applications aux transitions intrinsèques (cf. fig. II-6)

Examinons les fluctuations intrinsèques pour un semiconducteur de type n ayant N_D donneurs tous ionisés. Il est aisé de se rendre compte, à cause de l'équation de neutralité, que la densité spectrale des fluctuations des trous est égale à celle relative aux électrons; l'approximation poissonnienne sera d'autant plus proche de la réalité que l'on choisira le processus mettant en jeu la durée de vie la plus courte devant ρ_o^{-1} . Cela nous amène à considérer un processus de transition de trous pour lequel on aura :

$$R = \gamma NP \quad \tau_c = \frac{N_c - N}{\gamma NP} \quad ; \quad \tau_v = \frac{P}{\gamma NP} = \frac{1}{\gamma N} \quad 2.2.14$$

et par suite puisque τ_c est toujours plus grand que τ_v (N_c est le nombre total d'états électroniques dans la bande de conduction) :

$$\langle p_y^2 \rangle = \langle n_y^2 \rangle = \frac{4}{\gamma} \frac{P}{N} \frac{1}{1 + 4\tau_y^2 \tau_v^2} \quad 2.2.15$$

$$\langle \Delta P^2 \rangle = \langle \Delta N^2 \rangle = P \quad 2.2.16$$

C H A P I T R E I I I

THEORIE DU BRUIT DE GENERATION - RECOMBINAISON

(8) (9) (10) (54) (55) (56) (57)

Une présentation plus précise de la théorie du bruit de génération recombinaison consiste à considérer l'assemblée de porteurs et à définir leurs propriétés statistiques.

Dans ce chapitre, j'étudierai les fluctuations du nombre des porteurs provenant des transitions de génération - recombinaison, tout d'abord dans le cas simple où les échanges ont lieu entre deux réservoirs, puis dans le cas général à plusieurs réservoirs.

III-1 MODELE A DEUX RESERVOIRS

Considérons un réservoir d'électrons R_1 en interaction avec un second réservoir R_2 ; soient $N_1(t)$ et $N_2(t)$ les nombres respectifs d'électrons dans R_1 et R_2 au temps t , le nombre total d'électrons est constant et égal à N . Nous nous intéressons aux fluctuations du nombre d'électrons dans R_1 , appelons donc génération et recombinaison les processus de transition respectivement de R_2 à R_1 et de R_1 à R_2 .

On suppose que les domaines d'énergie correspondant aux états électroniques de ces deux réservoirs ne se recouvrent pas (cf. fig.III-1)

Calculons la probabilité conditionnelle $P(j, t/k, o)$ d'avoir au temps $t = o$ $N_1(o) = k$, et au temps t , $N_1(t) = j$; considérons un intervalle de temps Δt , suffisamment petit pour qu'il n'y ait pas plus d'un processus microscopique (une génération ou une recombinaison d'électron durant le temps Δt), on peut alors écrire :

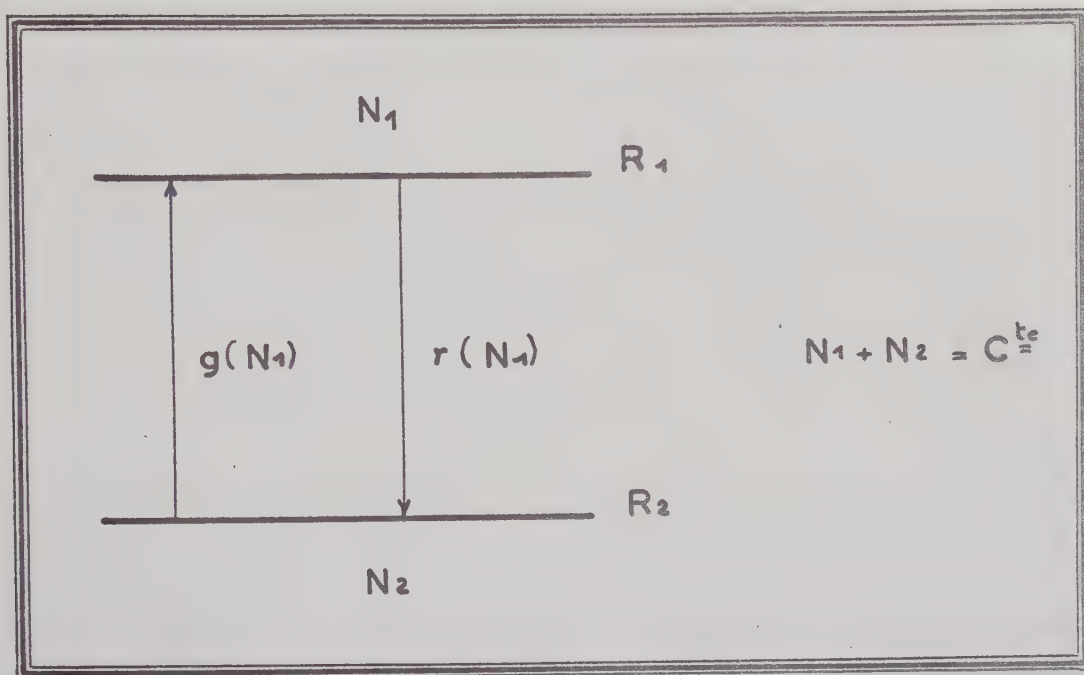


Fig: III_1

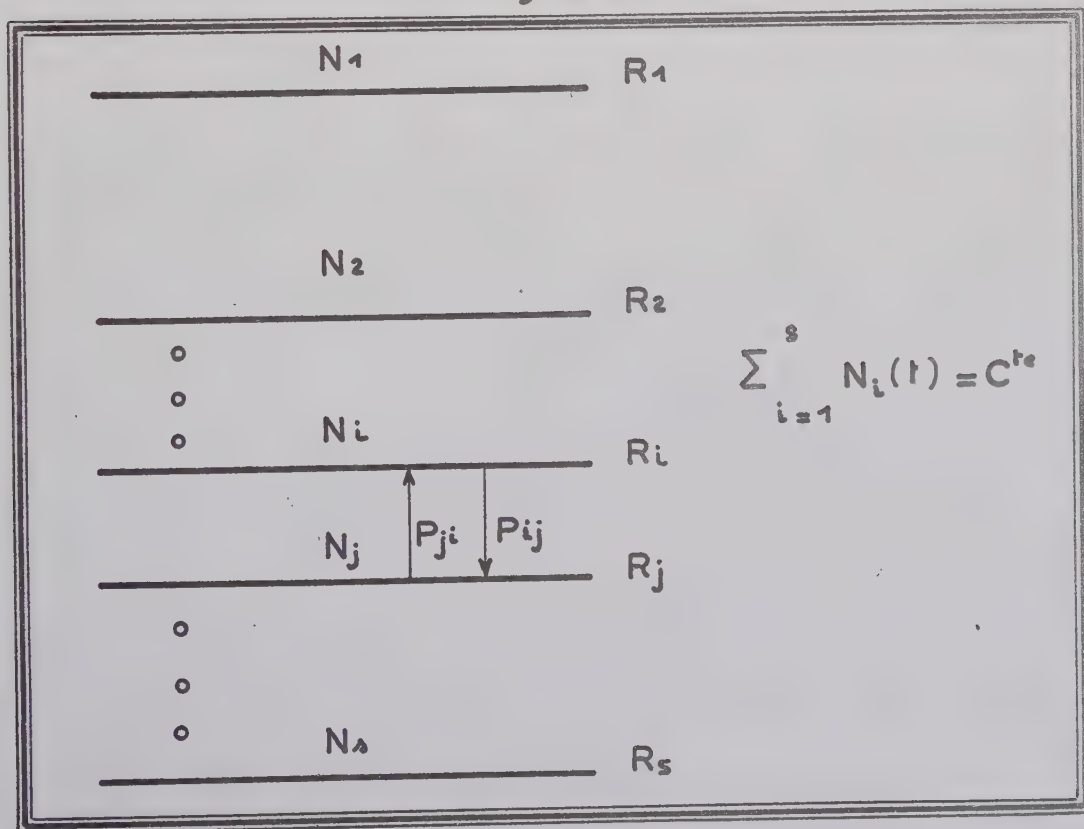


Fig: III 2

$$\begin{aligned}
 P(j, t/k, o) = & P [j-1, t-\Delta t \text{ et une génér. } (t-\Delta t, t)/k, o] \\
 & + P [j+1, t-\Delta t \text{ et une recomb. } (t-\Delta t, t)/k, o] \\
 & + P [j, t-\Delta t \text{ et ni génér. ni recomb. } (t-\Delta t, t)/k, o]
 \end{aligned}$$

3.1.1

Si on utilise l'axiome des probabilités composées :

$$P(A \text{ et } B) = P(A) \cdot P(B/A) \quad 3.1.2$$

et si on introduit les lois macroscopiques de génération et de recombinaison par les formules suivantes :

$$P [\text{gén. } (t-\Delta t, t)/j-1, t-\Delta t] = g(j-1)\Delta t \quad 3.1.3$$

$$P [\text{recomb. } (t-\Delta t, t)/j+1, t-\Delta t] = r(j+1)\Delta t \quad 3.1.4$$

l'équation (3.1.1) devient :

$$\begin{aligned}
 P(j, t/k, o) = & P [j-1, t-\Delta t/k, o] g(j-1)\Delta t \\
 & + P [j+1, t-\Delta t/k, o] r(j+1)\Delta t \\
 & + P [j, t-\Delta t/k, o] \left\{ 1 - [g(j)+r(j)] \Delta t \right\}
 \end{aligned} \quad 3.1.5$$

Faisons tendre Δt vers zéro; on obtient simplement à partir de la relation précédente :

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} P(j, t/k, o) = & P [j-1, t/k, o] g(j-1) \\
 & + P [j+1, t/k, o] r(j+1) \\
 & - P [j, t/k, o] [g(j)+r(j)]
 \end{aligned} \quad 3.1.6$$

III-1-1 Détermination de l'écart type de N_1 dans la loi à priori.

Si on regarde l'équation (3.1.6) lorsque t est suffisamment grand pour que l'influence des conditions initiales soit négligeable, on est à l'équilibre thermodynamique et le premier membre de la relation (3.1.6) est égal à zéro (processus stationnaire).

Dans ce cas, soit $F(j)$ une fonction arbitraire de j ; multiplions l'équation (3.1.6) par $F(j)$ et effectuons la sommation sur tous les j , on obtient :

$$\left\langle \left[F(N_1+1) - F(N_1) \right] g(N_1) \right\rangle = \left\langle \left[F(N_1) - F(N_1-1) \right] r(N_1) \right\rangle \quad 3.1.7$$

Appliquons cette relation

au cas où $F(j) = j$, on obtient :

$$\langle g(N_1) \rangle = \langle r(N_1) \rangle \quad 3.1.8$$

au cas où $F(j) = j^2$, on obtient :

$$\langle (2N_1+1)g(N_1) \rangle = \langle (2N_1-1)r(N_1) \rangle \quad 3.1.9$$

Soit $N_o = \langle N_1 \rangle$ la valeur moyenne de N_1 dans la loi à priori; développons en série de Taylor $g(N_1)$ et $r(N_1)$ autour de N_o jusqu'au second ordre dans la formule (3.1.9), on obtient en utilisant (3.1.8) :

$$\langle (N_1 - N_o)^2 \rangle \simeq \frac{r(N_o)}{r'(N_o) - g'(N_o)} \quad 3.1.10$$

Remarque : Les deux fonctions $r(N_o)$ et $g(N_o)$ sont monotones et respectivement croissante et décroissante de N_o , ce qui entraîne que l'expression (3.1.10) est toujours positive.

III-1-2 Calcul de la moyenne conditionnelle de la variable centrée

Intéressons-nous maintenant, plus particulièrement, à la loi conditionnelle ($N_1 = k$ au temps $t = 0$) :

Multiplions l'équation (3.1.6) par j et sommons sur tous les j , il vient :

$$\frac{d}{dt} \langle N_1(t)/k, o \rangle = \langle g(N_1) - r(N_1)/k, o \rangle \quad 3.1.11$$

Si on développe $g(N_1)$ et $r(N_1)$ en série de Taylor autour de $\langle N_1 \rangle$ jusqu'au premier ordre, on obtient, en centrant :

$$\frac{d}{dt} \langle N_1(t) - N_0 / k - N_0, 0 \rangle = - [r'(N_0) - g'(N_0)] \langle N_1(t) - N_0 / k - N_0, 0 \rangle \quad 3.1.12$$

Posons :

$$\tau = \frac{1}{r'(N_0) - g'(N_0)} \quad 3.1.13$$

l'intégration de (3.1.12) donne :

$$\langle N_1(t) - N_0 / k - N_0, 0 \rangle = (k - N_0) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad 3.1.14$$

III-1-3 Calcul de la fonction de corrélation de $N_1(t)$ dans la loi à priori

Soit $C(\theta)$ la fonction de corrélation de N_1 :

$$C(\theta) = \langle N_1(t) N_1(t + \theta) \rangle \quad 3.1.15$$

grâce à la stationnarité, on peut écrire :

$$\begin{aligned} C(\theta) &= \langle N_1(0) N_1(\theta) \rangle \\ &= \sum_k \sum_j k j P[k, 0 \text{ et } j, \theta] \end{aligned} \quad 3.1.16$$

Toujours en utilisant l'axiome des probabilités composées, on peut écrire :

$$C(\theta) = \sum_k k P(k, 0) \sum_j j P(j, \theta / k, 0) \quad 3.1.17$$

La deuxième somme vaut $(k - N_0) e^{-\frac{\theta}{\tau}} + N_0$ (voir 3.1.14), ce qui fait que l'on a :

$$C(\theta) = \langle (N_1 - N_0)^2 \rangle e^{-\frac{\theta}{\tau}} + N_0^2 \quad 3.1.18$$

ce qui donne pour la fonction de corrélation $\Gamma(\theta)$ de la variable centrée $N_1 - N_0$

$$\Gamma(\theta) = \langle (N_1 - N_0)^2 \rangle e^{-\frac{\theta}{\tau}} \quad 3.1.19$$

III-1-4 Calcul de la densité spectrale de $N_1 - \langle N_1 \rangle$

Soit $\langle n_1^2 \rangle$ la densité spectrale de $N_1 - N_0$, on a :

$$\langle n_1^2 \rangle = 4 \operatorname{Re} \int_0^\infty \Gamma(\theta) e^{2\pi i \nu \theta} d\theta \quad 3.1.20$$

ce qui donne :

$$\langle n_1^2 \rangle = \frac{4 \langle (N_1 - N_0)^2 \rangle \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad 3.1.21$$

Remarquons que les relations (3.1.10 et 3.1.13) permettent d'écrire :

$$\langle (N_1 - N_0)^2 \rangle = r(N_0) \tau = g(N_0) \tau \quad 3.1.22$$

l'équation (3.1.21) peut donc prendre la forme équivalente :

$$\langle n_1^2 \rangle = \frac{4 g(N_0) \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad 3.1.23$$

III-1-5 Applications

Je reprends ici les trois modèles étudiés dans les paragraphes II-2-3, II-2-4 et II-2-5 dans le cadre de l'approximation poissonnienne.

1° Modèle - Transitions Bande de conduction - Donneurs (cf. fig. II-4)

$$\begin{aligned} r &= \propto N^2 \\ g &= \int (N_D - N) \end{aligned} \quad \tau = \frac{N_D - N_0}{\propto N_0 (2 N_D - N_0)} \quad 3.1.24$$

$$\langle n_{\gamma}^2 \rangle = \frac{4(N_D - N_o)^2}{\alpha (2 N_D - N_o)^2} \frac{1}{1 + 4 \pi^2 \gamma^2 \tau^2} \quad 3.1.25$$

$$\langle \Delta N^2 \rangle = \frac{(N_D - N_o) N_o}{2 N_D - N_o} \quad 3.1.26$$

Par suite dans le domaine d'impuretés où $N_D \gg N_o$, on a

$$\tau \simeq \frac{1}{2 \alpha N_o} \quad ; \quad \langle n_{\gamma}^2 \rangle \simeq \frac{1}{\alpha} \frac{1}{1 + 4 \pi^2 \gamma^2 \tau^2} \quad ; \quad \langle \Delta N^2 \rangle \simeq \frac{N_o}{2} \quad 3.1.27$$

dans le domaine d'épuisement où $N_D \simeq N_o$, on a

$$\tau \simeq \frac{N_D - N_o}{\alpha N_o^2} \quad ; \quad \langle n_{\gamma}^2 \rangle \simeq \frac{4}{\alpha} \frac{(N_D - N_o)^2}{N_o^2} \frac{1}{1 + 4 \pi^2 \gamma^2 \tau^2} \quad ;$$

$$\langle \Delta N^2 \rangle \simeq N_D - N_o \quad 3.1.28$$

Le modèle poissonnien recoupe bien les résultats dans le domaine d'épuisement; par contre dans le domaine d'impuretés la durée de vie et la variance sont dans un rapport deux, et par suite le modèle poissonnien ne sera valable que pour les fréquences γ telles que $2 \pi \gamma \tau \gg 1$.

2° Modèle - Transitions Bande de conduction - Pièges (cf. fig. II-5)

$$\begin{aligned} r &= \beta N N_{to} \\ g &= \gamma (N_t - N_{to}) \end{aligned} \quad \tau = \frac{1}{\beta (N_o + N_{to} + N_o \frac{N_{to}}{N_t - N_{to}})} \quad 3.1.29$$

$$\langle n_{\gamma}^2 \rangle = \frac{4 N_o N_{to}}{\beta (N_o + N_{to} + N_o \frac{N_{to}}{N_t - N_{to}})^2} \frac{1}{1 + 4 \pi^2 \gamma^2 \tau^2} \quad 3.1.30$$

$$\langle \Delta N^2 \rangle = \frac{1}{\frac{1}{N_{to}} + \frac{1}{N_o} + \frac{1}{N_t - N_{to}}} \quad 3.1.31$$

Si on veut comparer ces résultats avec ceux du paragraphe II-2-4, il faut faire dans les formules précédentes $N_o \gg N_t - N_{to}$, on trouve :

$$\tau = \frac{N_t - N_{to}}{\beta N_o N_t} \quad 3.1.32$$

$$\langle n_\gamma^2 \rangle = \frac{4}{\beta} \frac{N_{to} (N_t - N_{to})^2}{N_o N_t^2} \frac{1}{1 + 4\pi^2 \gamma^2 \tau^2} \quad 3.1.33$$

$$\langle \Delta N^2 \rangle = \frac{N_{to} (N_t - N_{to})}{N_t} \quad 3.1.34$$

L'approximation poissonnienne ne coïncide avec ces résultats que si le niveau de Fermi est au-dessous du niveau E_t , c'est-à-dire, si l'on a $N_t \simeq N_{to}$

3° Modèle - Transitions intrinsèques (cf. fig. II-6)

$$\begin{aligned} r &= \gamma NP \\ g &= \lambda \end{aligned} \quad \tau = \frac{1}{\gamma (N_o + P_o)} \quad 3.1.35$$

$$\langle p_\gamma^2 \rangle = \langle n_\gamma^2 \rangle = \frac{4}{\gamma} \frac{N_o P_o}{(N_o + P_o)^2} \frac{1}{1 + 4\pi^2 \gamma^2 \tau^2} \quad 3.1.36$$

$$\langle \Delta P^2 \rangle = \langle \Delta N^2 \rangle = \frac{N_o P_o}{N_o + P_o} \quad 3.1.37$$

ce qui donne pour un échantillon de type n :

$$\tau \simeq \frac{1}{\gamma N_o} \quad 3.1.38$$

$$\langle p_{\gamma}^2 \rangle = \langle n_{\gamma}^2 \rangle \simeq \frac{4}{\gamma} \frac{P_o}{N_o} \frac{1}{1 + 4\pi^2 \gamma^2 \tau^2} \quad 3.1.39$$

$$\langle \Delta N^2 \rangle \simeq P_o \quad 3.1.40$$

Ces résultats montrent que l'approximation poissonnienne de ce problème décrite dans le paragraphe II-2-5 est justifiée.

III-2 MODELE A PLUSIEURS RESERVOIRS

Supposons maintenant un ensemble de s réservoirs $R_1, R_2, \dots, R_s$ d'électrons (cf. fig. III-2), de domaines d'énergie distincts contenant respectivement à l'instant t , $N_1(t), N_2(t), \dots, N_s(t)$ électrons
 $(\sum_{i=1}^s N_i(t) = \text{Cte})$.

On désignera par $N(t)$ un vecteur colonne dont les composantes dans une base d'ordre s représentent les populations d'électrons à l'instant t dans chacun des réservoirs.

Soit $P [N, t+\Delta t / N', o]$ la probabilité d'avoir $N(t+\Delta t) = N$ conditionnellement au fait que $N(o) = N'$.

Cette probabilité se décompose aisément en projetant sur tous les états intermédiaires possibles à instant choisi t tel que

$$o < t < t+\Delta t$$

$$P [N, t+\Delta t / N', o] = \sum_{N''} P [N, t+\Delta t / N'', t] \cdot P [N'', t / N', o] \quad 3.2.1$$

Utilisons la stationnarité pour simplifier cette écriture :

$$P [N, t+\Delta t / N', o] = \sum_{N''} P [N, \Delta t / N'', o] \cdot P [N'', t / N', o] \quad 3.2.2$$

Si on retranche aux deux membres de (3.2.2) la quantité $P [N, t/N', o]$, si on divise par Δt , si on fait tendre Δt vers zéro et si enfin on multiplie le terme négatif du deuxième membre obtenu par l'identité :

$$1 = \sum_{N''} P [N'', \Delta t/N, o] \quad 3.2.3$$

on trouve :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P [N, t/N', o] &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\{ \sum_{N''} P [N, \Delta t/N'', o] P [N'', t/N', o] \right. \\ &\quad \left. - \sum_{N''} P [N'', \Delta t/N, o] P [N, t/N', o] \right\} \quad 3.2.4 \end{aligned}$$

Introduisons les lois macroscopiques de transitions généralisées entre deux états différents ($N \neq N''$), on a :

$$P [N, \Delta t/N'', o] = Q(N, N'') \Delta t \quad 3.2.5$$

dans laquelle $Q(N, N'')$ est la probabilité de transition par unité de temps de l'état N'' vers l'état $N \neq N''$.

L'équation (3.2.4) devient :

$$\frac{d}{dt} P [N, t/N', o] = \sum_{N''}' P [N'', t/N', o] Q(N, N'') - \sum_{N''}' P [N, t/N', o] Q(N'', N) \quad 3.2.6$$

III-2-1 Calcul de la moyenne conditionnelle de la variable centrée.

Intéressons-nous d'abord à la loi conditionnelle.

Multiplions l'équation (3.2.6) par N et sommons sur tous les N , on a :

$$\frac{d}{dt} \langle N, t/N', o \rangle = \sum_N \sum_{N''} (N - N'') P [N'', t/N', o] Q(N, N'') \quad 3.2.7$$

Soit en posant :

$$A(N'') = \sum_N (N - N'') Q(N, N'') \quad 3.2.8$$

il vient :

$$\frac{d}{dt} \langle N, t/N', o \rangle = \langle A(N), t/N', o \rangle \quad 3.2.9$$

Si on suppose que l'on a un processus quasi-linéaire, on peut, comme précédemment, développer $A(N)$ en série de Taylor autour de la valeur moyenne à l'équilibre (dans la loi à priori) :

$$N_o = \langle N \rangle = \lim_{t \rightarrow \infty} \langle N, t/N', o \rangle \quad 3.2.10$$

au premier ordre avec une bonne approximation. Soit :

$$A(N) = A(N_o) - M(N - N_o) \quad 3.2.11$$

la matrice réelle M ayant la forme :

$$M_{ij} = - \left[\frac{\partial A_i(N)}{\partial N_j} \right]_{N = N_o} \quad 3.2.12$$

de telle sorte que l'équation (3.2.9) se met en centrant, sous la forme :

$$\frac{d}{dt} \langle N - N_o, t/N' - N_o, o \rangle = - M \langle N - N_o, t/N' - N_o, o \rangle \quad 3.2.13$$

Ceci s'intègre pour donner, en utilisant la matrice fonction exponentielle, le résultat suivant :

$$\langle N - N_o, t/N' - N_o, o \rangle = e^{-Mt} (N' - N_o) \quad 3.2.14$$

III-2-2 Fonction de corrélation

Soit $\alpha = N - N_o$ la variable centrée; la matrice fonction de corrélation généralisée $\Gamma(\theta)$ de α peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \Gamma(\theta) &= \langle \alpha(\theta) \tilde{\alpha}(0) \rangle \\ &= \sum_{N'} \sum_{N''} (N' - N_o) (N'' - N_o) P[N' - N_o, \theta \text{ et } N'' - N_o, 0] \\ &= \left\{ \sum_{N''} (N'' - N_o) P[N'' - N_o, 0] \sum_{N'} (N' - N_o) P[N' - N_o, \theta / N'' - N_o, 0] \right\}^{\sim} \end{aligned} \quad 3.2.15$$

Si l'on remarque que la dernière sommation est égale à $\langle \tilde{N}' - \tilde{N}_o, \theta / N'' - N_o, 0 \rangle$ on obtient sans peine, en remplaçant ce terme par son expression (3.2.14) :

$$\Gamma(t) = e^{-Mt} \langle \alpha \tilde{\alpha} \rangle \quad 3.2.16$$

A l'équilibre thermodynamique, on a $\tilde{\Gamma}(t) = \tilde{\Gamma}(t)$

III-2-3 Variances

Reprenons l'équation (3.2.6); multiplions les deux membres par la quantité $\tilde{N}\tilde{N}$ que l'on peut remplacer dans le premier terme du deuxième membre par :

$$\begin{aligned} \tilde{N}\tilde{N} &= (N - N'' + N'') (\tilde{N} - \tilde{N}'' + \tilde{N}'') \\ &= (N - N'') (\tilde{N} - \tilde{N}'') + N''\tilde{N}'' + N''(\tilde{N} - \tilde{N}'') + (N - N'')\tilde{N}'' \end{aligned}$$

On obtient en utilisant la relation (3.2.8) :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle \tilde{N}\tilde{N}, t / N', 0 \rangle &= \langle B(N''), t / N', 0 \rangle + \langle A(N'')\tilde{N}'', t / N', 0 \rangle \\ &\quad + \langle N''\tilde{A}(N''), t / N', 0 \rangle \end{aligned} \quad 3.2.17$$

en posant :

$$B(N'') = \sum_N (N-N'') (\tilde{N}-\tilde{N}'') Q(N, N'') \quad 3.2.18$$

Lorsque $t \rightarrow \infty$, les espérances mathématiques conditionnelles doivent redonner les espérances mathématiques dans la loi à priori et en annulant l'équation (3.2.17) on obtient :

$$\langle N \tilde{A}(N) \rangle + \langle A(N) \tilde{N} \rangle = - \langle B(N) \rangle \quad 3.2.19$$

Utilisant le fait que dans un problème stationnaire, l'équation (3.2.9) est aussi nulle, ce qui donne $\langle A(N) \rangle \equiv 0$,

on peut construire l'identité :

$$\langle N_o \tilde{A}(N) \rangle + \langle A(N) \tilde{N}_o \rangle = 0 \quad 3.2.20$$

on obtient en soustrayant (3.2.20) de (3.2.19), en développant $A(N)$ au premier ordre comme dans (3.2.11) autour de la valeur moyenne N_o , et en posant $\alpha = N - N_o$:

$$\langle \alpha \tilde{\alpha} \rangle M + M \langle \alpha \tilde{\alpha} \rangle = \langle B(N) \rangle = B \quad 3.2.21$$

Remarquons que la matrice B réelle est symétrique puisqu'elle est égale à sa transposée.

III-2-4 Densité spectrale

La matrice densité spectrale réelle $G(\gamma)$ de α s'écrit :

$$\begin{aligned} G(\gamma) &= 2 \int_0^\infty \left\{ \Gamma(t) e^{-j\omega t} + \tilde{\Gamma}(t) e^{+j\omega t} \right\} dt \\ &= 2 \left\{ (M + j\omega 1)^{-1} \langle \alpha \tilde{\alpha} \rangle + \langle \alpha \tilde{\alpha} \rangle (\tilde{M} - j\omega 1)^{-1} \right\} \end{aligned} \quad 3.2.22$$

En transposant et conjuguant cette dernière relation, on obtient une relation identique, ce qui montre que la matrice $G(\gamma)$ est symétrique. De la façon dont on a généré $G(\gamma)$, on voit que :

$$(M + j \omega l)^{-1} \langle \tilde{\alpha} \tilde{\alpha} \rangle = \left[\langle \tilde{\alpha} \tilde{\alpha} \rangle (M - j \omega l)^{-1} \right]^* \quad 3.2.23$$

ce qui est équivalent à :

$$\langle \tilde{\alpha} \tilde{\alpha} \rangle (M + j \omega l) = (M + j \omega l) \langle \tilde{\alpha} \tilde{\alpha} \rangle \quad 3.2.24$$

soit :

$$\langle \tilde{\alpha} \tilde{\alpha} \rangle M = M \langle \tilde{\alpha} \tilde{\alpha} \rangle \quad 3.2.25$$

Si on fait intervenir la relation (3.2.21), on trouve :

$$\langle \tilde{\alpha} \tilde{\alpha} \rangle = \frac{1}{2} M^{-1} B \quad 3.2.26$$

ce qui permet de simplifier l'écriture de $G(\gamma)$ sous la forme :

$$G(\gamma) = 2 \operatorname{Re} \left[(M + j \omega l)^{-1} M^{-1} B \right] \quad 3.2.27$$

Montrons comment procéder pour calculer les composantes de la matrice densité spectrale $G(\gamma)$:

Considérons la transformation :

$$\beta = c \alpha \quad 3.2.28$$

qui rend diagonale la transformée M' de M , par :

$$M' = c M c^{-1} \quad 3.2.29$$

Soient $\frac{1}{\tau_k}$ les valeurs propres de la matrice M , c'est-à-dire :

$$M'_{kl} = \frac{\delta_{kl}}{\tau_k} \quad 3.2.30$$

Les équations (3.2.21) et (3.2.22) montrent qu'alors on a :

$$B' = c B c^{-1} ; \quad G' = c G c^{-1} \quad 3.2.31$$

et par conséquent en utilisant (3.2.27) :

$$G'_{ij} = 2 \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\tau_i} + j\omega \right]^{-1} \tau_i B'_{ij} = \frac{2 \tau_i^2}{1 + \omega^2 \tau_i^2} B'_{ij} \quad 3.2.32$$

Soit en revenant à $G(\gamma)$, après avoir exprimé B' en fonction de B :

$$G_{mn}(\gamma) = 2 \sum_{ik} c_{mi}^{-1} c_{ik} B_{kn} \frac{\tau_i^2}{1 + \omega^2 \tau_i^2} \quad 3.2.23$$

III-2-5. Intervention des lois de transitions

Désignons par p_{ij} la probabilité de transition par unité de temps d'un électron du réservoir i vers le réservoir j ; en se plaçant dans un intervalle de temps suffisamment petit pour que, seuls, le réservoir émetteur et le réservoir récepteur puissent voir leurs populations varier d'une unité; nous pouvons calculer, en fonction des p_{ij} , les grandeurs A , M , et B .

Le vecteur $A(N)$ a pour composantes :

$$A_j(N) = \sum_k' [p_{kj}(N) - p_{jk}(N)] \quad 3.2.34$$

La matrice B a pour coefficients :

$$B_{jj}(N) = \sum_k' [p_{kj}(N) + p_{jk}(N)] \quad 3.2.35$$

$$B_{ij}(N) = - [p_{ij}(N) + p_{ji}(N)] \quad i \neq j \quad 3.2.36$$

De la sorte l'expression de la densité spectrale (cf. relation 3.2.32) devient:

$$G_{mn}(\gamma) = 4 \sum_k \sum_{i \neq n} c_{mk}^{-1} p_{in} (c_{kn} - c_{ki}) \frac{\tau_k^2}{1 + \omega^2 \tau_k^2} \quad 3.2.37$$

C'est cette expression que nous utiliserons, dans la suite, pour calculer les densités spectrales.

D E U X I E M E P A R T I E

LES ECHANTILLONS ET LE DISPOSITIF DE MESURES

J'ai pour objectif de faire une étude comparative de la durée de vie des porteurs et de la composante du bruit de génération-recombinaison dans des échantillons de germanium.

Pour ce faire, j'ai construit un appareillage qui comporte :

- 1° un dispositif expérimental permettant l'étude sous vide des échantillons semiconducteurs dans la gamme des températures 100°K 350°K.
- 2° un dispositif de mesure de durée de vie des porteurs par la méthode de la décroissance de photoconductivité.
- 3° un dispositif d'analyse spectrale permettant le relevé de la densité spectrale dans la gamme 2 KHz à 15 MHz.

J'examinerai rapidement dans le chapitre IV, la préparation des échantillons et leurs caractéristiques générales ainsi que l'appareillage de mesure de durée de vie; le chapitre V sera consacré à une étude détaillée du banc de mesure de bruit.

C H A P I T R E I V

CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS ET DISPOSITIF

DE MESURE DE DUREE DE VIE

IV-1 LES ECHANTILLONS

IV-1-1 Nomenclature

Les échantillons de Germanium que j'ai étudiés peuvent être classés en deux séries : d'une part ceux classiques de type n ou p dopés en impuretés peu profondes, provenant de la fabrique Hoboken, d'autre part des échantillons de type n ou p comportant à la fois des impuretés peu profondes et aussi du nickel, accepteur double à niveaux profonds, fabriqués au Centre National d'Etude des Télécommunications. Les caractéristiques essentielles de ces échantillons sont données dans les tableaux suivants :

Première série

N° échantillon	type	dopage	densité d'impuretés $ N_D - N_A (\text{cm}^{-3})$	densité de dislocations (cm^{-2})	résistivité à $300^\circ\text{K}(\Omega\text{cm})$
1	n	As	$1,5 \cdot 10^{14}$		10,3
2	n	Sb	$1,15 \cdot 10^{14}$	10^4	15
3	n	P	$4 \cdot 10^{14}$	$1,8 \text{ à } 2 \cdot 10^{13}$	4,5
4	p	Ga	$1,1 \cdot 10^{14}$	$10^2 \text{ à } 10^3$	28
5	p	In	$2,7 \cdot 10^{14}$	$3,2 \text{ à } 3,3 \cdot 10^3$	12,5

Deuxième série

N° échan- tillon	type	dopage	densité d'impuretés $ N_D - N_A $ (cm ⁻³)	densité de dislocations (cm ⁻²)	densité Ni (cm ⁻³)	résistivité à 300°K (Ωcm)
6	n	Ni compensé	$4,4 \cdot 10^{13}$	$\sim 10^3$	$6,7 \cdot 10^{12}$	30
7	p	Ni + accepteurs	$6,8 \cdot 10^{13}$	$\sim 10^3$	$1,5 \cdot 10^{13}$	30

Les dislocations dans ces échantillons n'ont pas été introduites volontairement, mais sont apparues lors de la fabrication des monocristaux; leurs densités superficielles ont été obtenues par comptage après marquage par attaque chimique.

Les densités du nickel introduit lors du dopage sont déterminées à partir du coefficient de ségrégation du nickel dans le germanium (36). Les mesures de résistivité en fonction de la température ont permis grâce aux valeurs connues des mobilités de porteurs de déterminer dans tous ces échantillons la densité des porteurs.

IV-1-2 Préparation des échantillons

Afin de rendre négligeables les phénomènes parasites superficiels les bâtonnets de germanium étudiés ont une section toujours supérieure à 1mm^2 et sont soigneusement décapés et rincés à l'eau désionisée avant leur étude sous vide.

Les mesures de bruit au voisinage de la température ambiante ont pu être réalisées aux extrémités de bâtonnets. Les mesures de bruit à basse température ont nécessité des précautions particulières, car les contacts, tout en demeurant ohmiques, deviennent alors en présence de courant de polarisation une source supplémentaire de bruit pouvant masquer le bruit de génération-recombinaison. Ce bruit de contact est caractérisé par un spectre en kT^{-1} .

Nous avons réduit la composante de ce bruit parasite soit en diminuant la densité de courant au niveau des contacts en utilisant de grosses électrodes de polarisation (cf. fig. IV-1-a), et si nécessaire en mesurant le bruit entre les sondes intermédiaires 3 et 4 (cf. fig. IV-1-b), ne dérivant pas le courant de polarisation appliqué entre les extrémités 1 et 2.

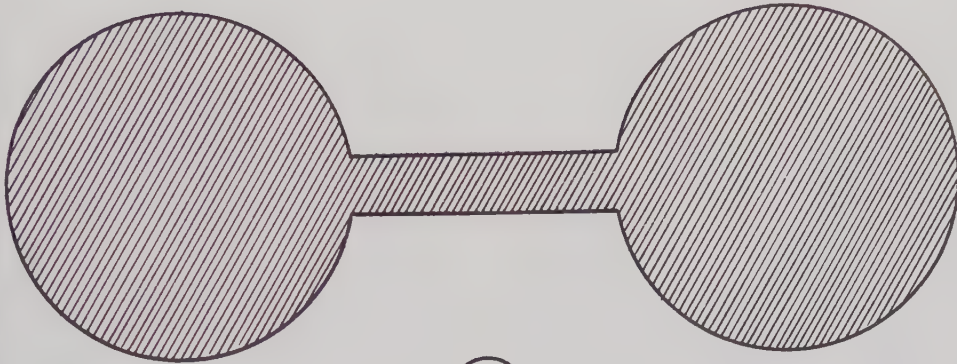
De tels échantillons sont découpés dans des plaquettes de germanium au moyen d'un jet de poudre abrasive (Appareil SS White). Les contacts ohmiques ont été réalisés par soudure avec un alliage d'étain-plomb pour le type n, et un alliage d'étain-indium pour le type p.

IV-2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE DE DUREE DE VIE (53)

La durée de vie des porteurs excédentaires est déterminée à partir de la décroissance de la photoconductivité. Un signal lumineux très bref obtenu avec le générateur d'éclairs AMIOT SC 4 augmente brusquement, par génération intrinsèque de porteurs, la conductivité de l'échantillon traversé par un courant constant; la tension aux bornes est appliquée sur l'une des voies d'un oscilloscope à double trace en même temps qu'un signal exponentiel de référence, de constante de temps variable, est injecté sur la deuxième voie de l'oscilloscope; la mesure de la durée de vie consiste à superposer les deux signaux (cf. figure IV-2).

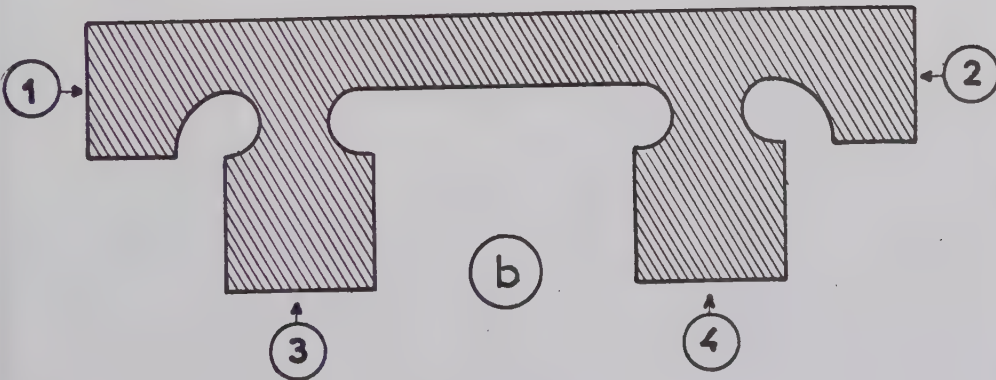
L'échantillon à étudier est placé dans une enceinte à vide (cf. fig. IV-3) sur un support de cuivre en contact thermique avec le réservoir d'azote liquide et un four alimenté en courant continu. On peut donc faire varier la température de l'échantillon entre la température de l'azote liquide et 100°C.

Une fenêtre optique formée d'une lame mince de germanium est située en face de l'échantillon pour permettre son éclaircissement.



a

Echelle : 5



b

Echelle : 10

Fig : IV.1

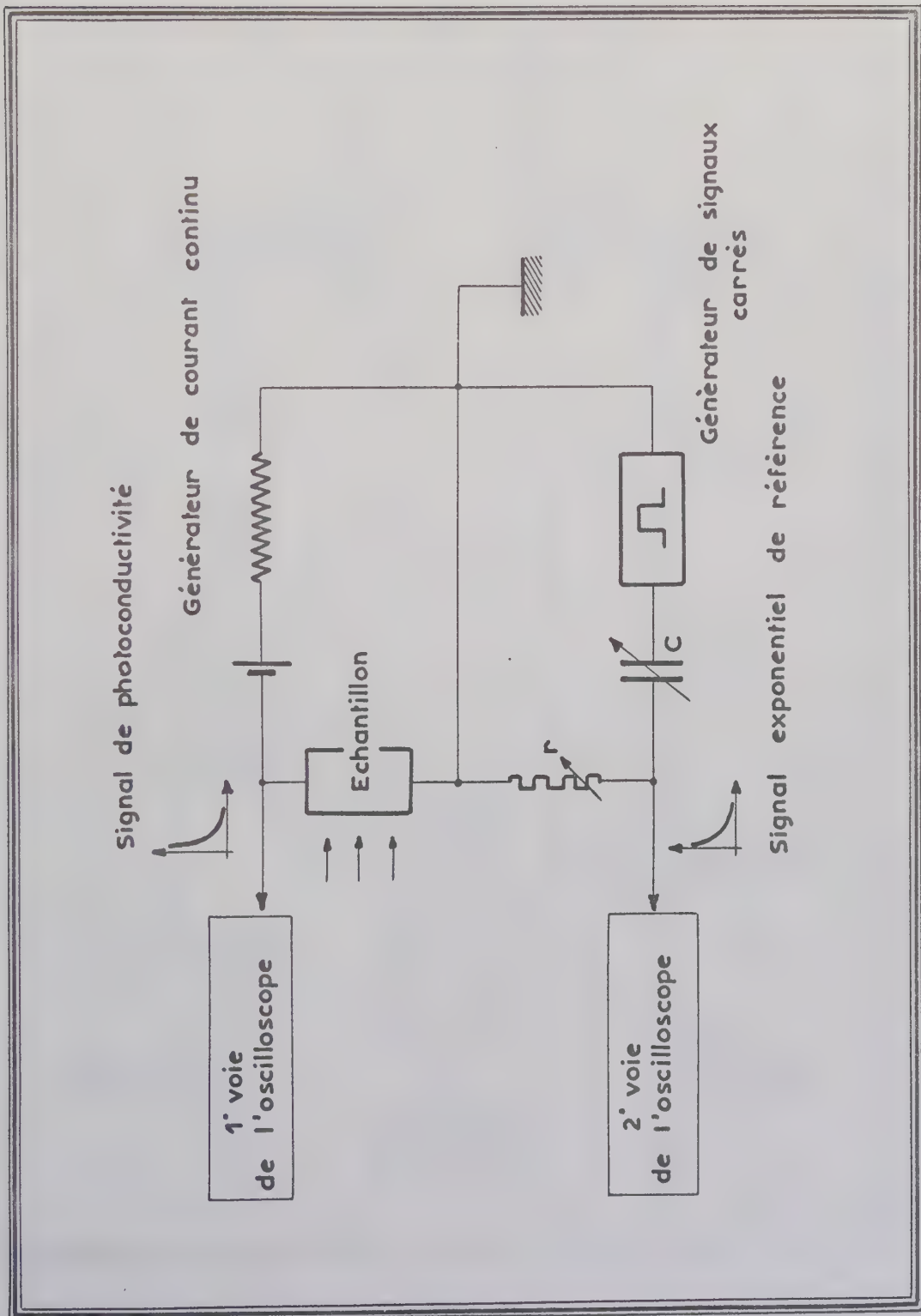


Fig:IV.2

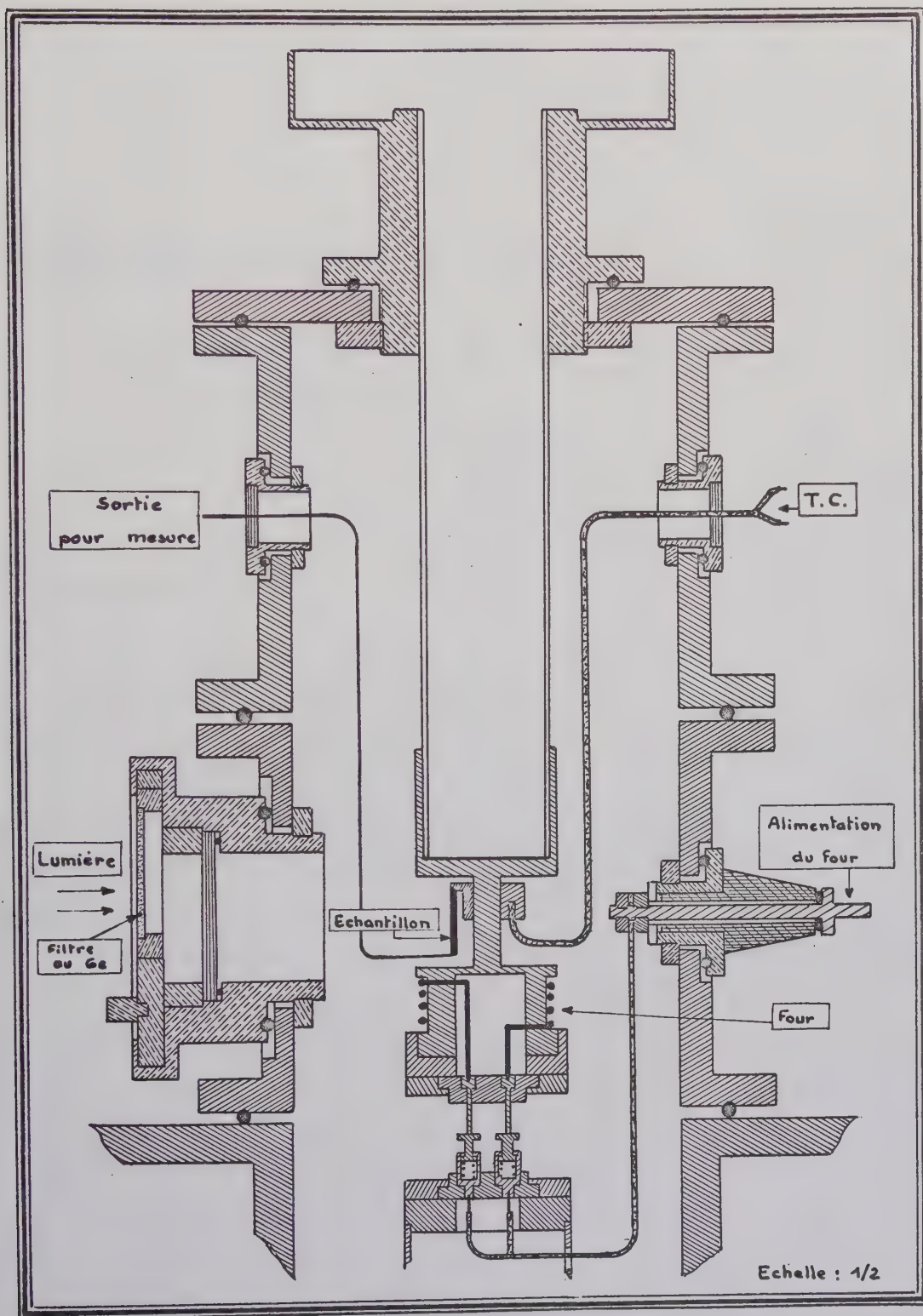


Fig: IV - 3

C H A P I T R E V

LE BANC DE MESURE DE BRUIT

V-1 DESCRIPTION DU BANC DE MESURE

Le schéma de principe de la mesure de densité spectrale est représenté sur la figure V-1.

La tension de bruit $V(t)$, de densité spectrale $\langle v_{\gamma}^2 \rangle$, aux bornes du dipole semiconducteur, est amplifiée puis filtrée dans la bande γ , $\gamma + \Delta\gamma$. Après détection quadratique et intégration, on recueille un signal proportionnel à $\langle v_{\gamma}^2 \rangle \Delta\gamma$.

V-1-1 Alimentation des échantillons (cf. fig. V-2)

Une source de courant continu, constituée de 300 éléments d'accumulateurs Aglo, étanches, cadmium-nickel de 1,2 volt chacun, de capacité nominale 0,25 A.h, fournit la polarisation extérieure aux bornes de l'échantillon.

Le bruit dû à l'alimentation et aux potentiomètres de réglage est court-circuité par un condensateur chimique de $16 \mu F$.

Afin de ne pas court-circuiter le bruit propre de l'échantillon étudié, la résistance terminale R_1 de l'alimentation est choisie au moins égale à 20 fois celle de l'échantillon.

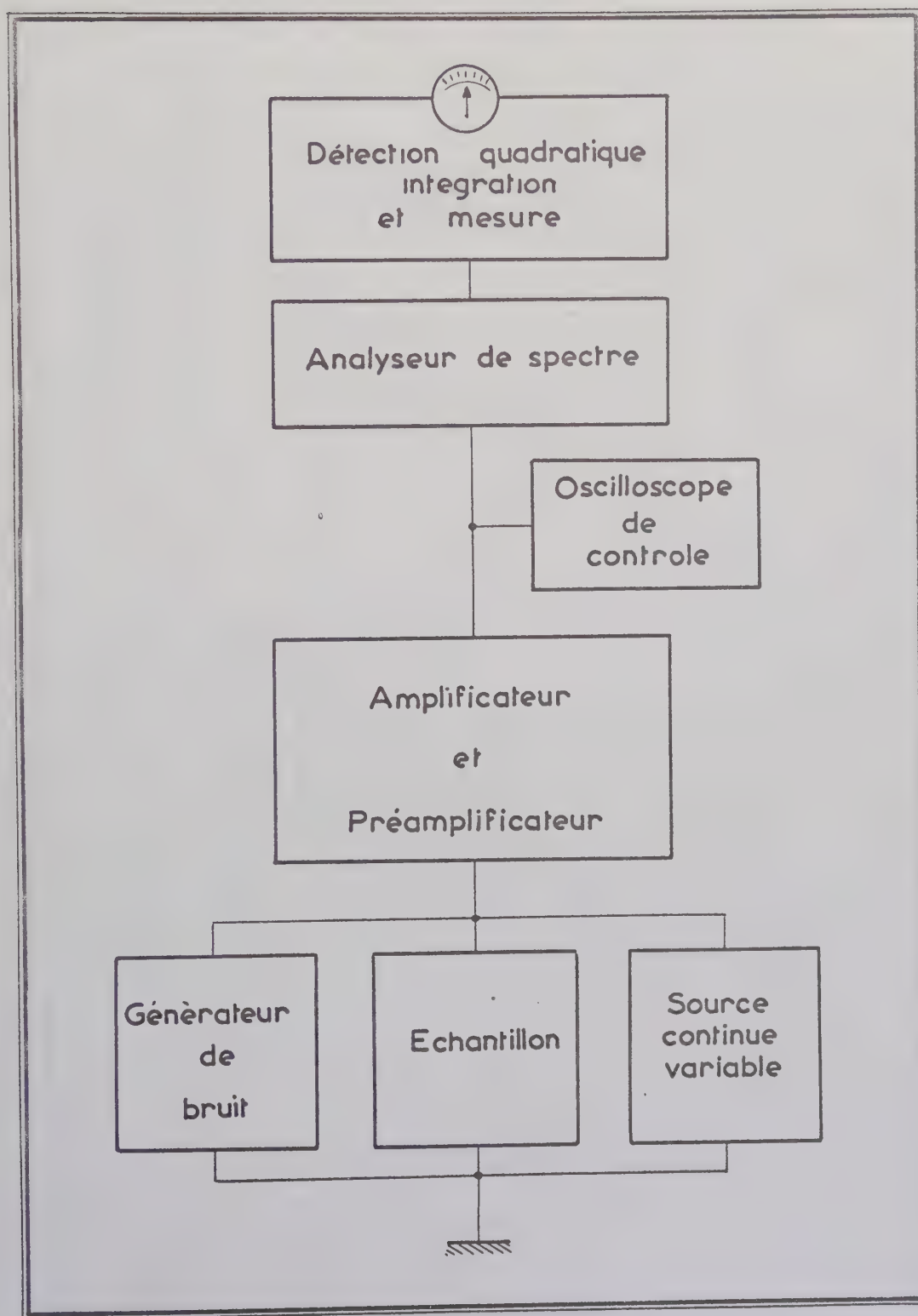


Fig : V. 1

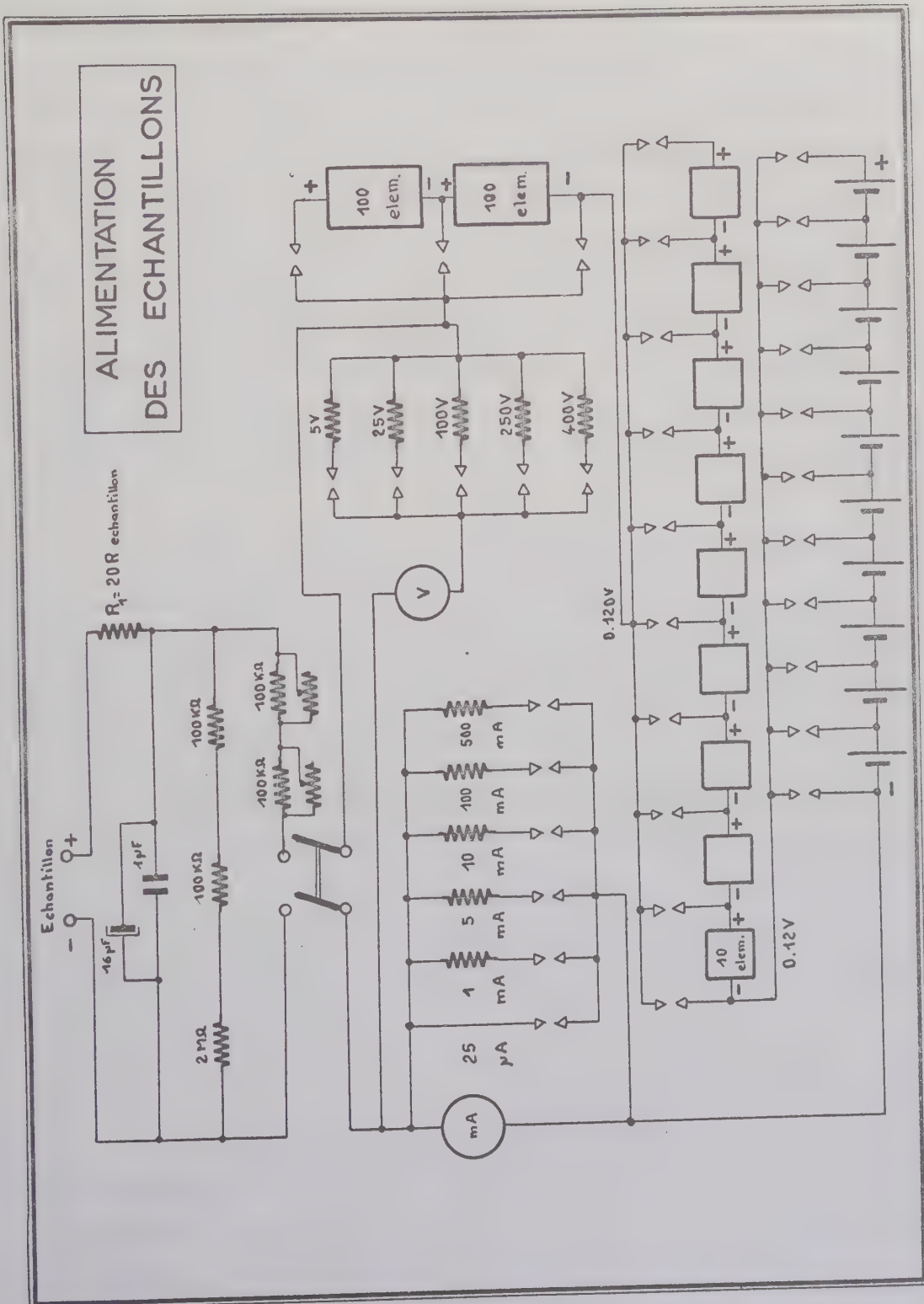


Fig: V.2

V-1-2 L'ensemble amplificateur

J'ai réalisé deux chaînes d'amplification, l'une plus adaptée aux mesures basses fréquences où la puissance de bruit à mesurer est généralement plus importante qu'aux hautes fréquences, et l'autre soigneusement étudiée pour avoir un faible bruit propre en hautes fréquences.

Ces deux chaînes diffèrent surtout par leurs préamplificateurs.

- L'originalité du préamplificateur HF (cf. fig. V-3) est d'utiliser deux montages cascodes, en parallèle. Le montage cascode a, en effet, l'avantage de diminuer le bruit propre et d'autre part, la mise en parallèle de deux tubes a aussi pour effet de doubler le rapport signal sur bruit.

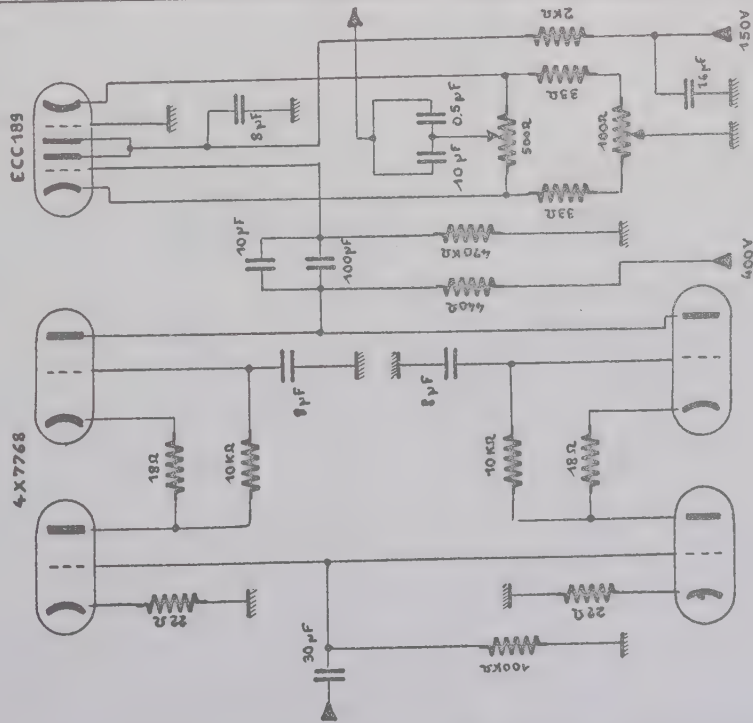
Ce préamplificateur à faible niveau de bruit en HF a un gain de 9. Il est monté avec des triodes céramique-métal 7768 de la General Electric qui présentent une pente de 100 mA/v. La bande passante est de 30 MHz à 3 db. L'impédance d'entrée est caractérisée par une résistance de grille de 100 K Ω et une capacité d'entrée de 20 pF.

- Le préamplificateur BF (cf. fig. V-3) est de type classique; il est monté avec des lampes E 810 F à forte pente; il présente un niveau de bruit propre plus faible que le préamplificateur HF dans la gamme 2 KHz - 100 KHz ; son gain en tension est de 10, sa bande passante de 30 Hz à 4 MHz à 3 db, sa capacité d'entrée de 20 pF, sa résistance d'entrée est de 1 M Ω .

Après préamplification, l'appareillage comprend :

- un amplificateur large bande (30 MHz) de gain 30 (cf. fig. V-4) comprenant cinq étages montés avec des tubes E 810 F, un atténuateur permettant de réduire le signal de 5 ou 10 dbs, et un étage adapteur d'impédance.

PREAMPLI. HF



PREAMPLI. BF

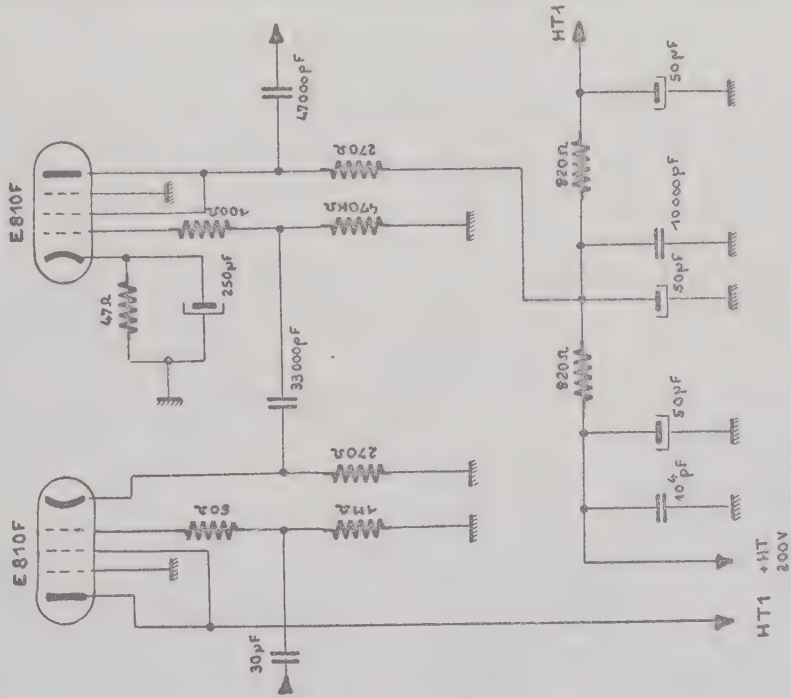


Fig : V.3

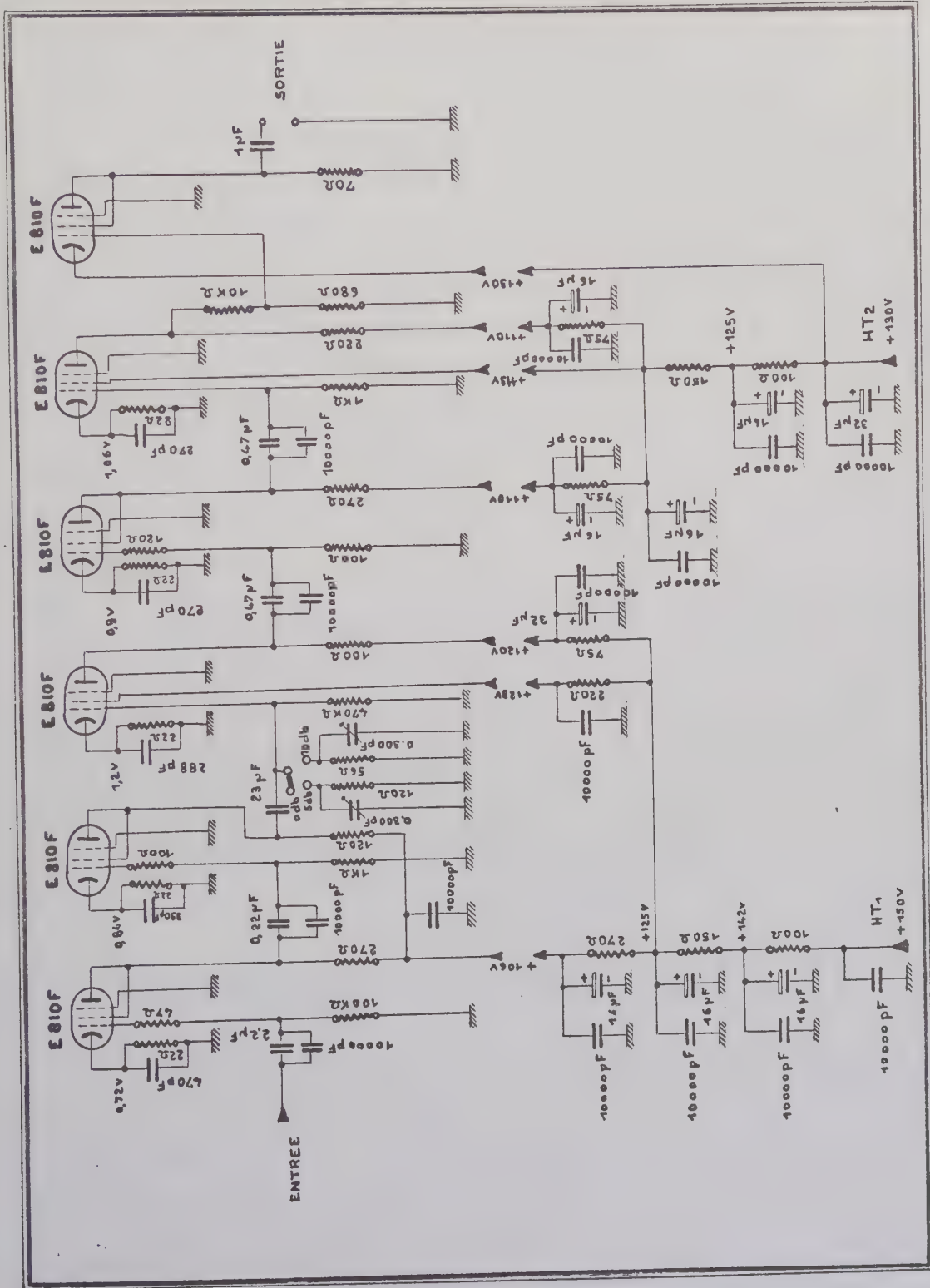


Fig.: V.4

- la chaîne d'amplification se termine, soit par un amplificateur de bande passante 10 MHz et de gain 38, soit par l'amplificateur Tektronix 1121, de gain 80, de bande passante 15 MHz.

Afin de chiffrer la sensibilité de l'appareillage de mesure, nous avons considéré la résistance équivalente de bruit ramenée à l'entrée de la chaîne d'amplification court-circuitée.

- L'amplificateur HF présente une résistance équivalente de bruit de l'ordre de 150Ω de 100 KHz à 20 MHz et permet donc l'étude du bruit d'échantillons de résistances supérieures ou égales à 150Ω dans cette gamme. En dessous de 100 KHz la composante de bruit en γ^{-1} apparaît. La tension totale de bruit ramenée à l'entrée est de $6,5 \mu V$ pour une bande passante de 15 MHz. Le gain total en tension de la chaîne HF est de 24.000.

- L'amplificateur BF a une résistance équivalente de bruit bien supérieure à celle de l'amplificateur HF dans la gamme 20 KHz - 2 MHz, mais présente beaucoup moins de bruit en γ^{-1} dans la gamme 2 KHz - 20 KHz. Dans cette gamme sa résistance équivalente de bruit varie de $3 K\Omega$ à $1 K\Omega$. La tension de bruit ramenée à l'entrée est de $7 \mu V$ pour une bande passante de 4 MHz. Le gain total en tension est de 11.400.

V-1-3 Analyse harmonique et détection quadratique.

On utilise deux analyseurs harmoniques qui couvrent la bande de fréquences de 1 KHz à 20 MHz.

- de 1 KHz à 50 KHz, l'appareil LEA (AF 105) du type Pimonow permet l'analyse du bruit avec deux sélectivités : 3 Hz et 30 Hz à 3 dbs.
- de 10 KHz à 20 MHz, l'appareil SPA 3/25 de la Singer Metrics, permet cette analyse avec une sélectivité variable à volonté à partir de 200 Hz.

Le principe de ces appareils est de mélanger la tension de bruit à la tension fournie par un oscillateur de fréquence variable γ_o . Un filtre à quartz accordé sur la fréquence γ_1 (γ_o toujours supérieure à γ_1), permet l'analyse du bruit à la fréquence γ telle que $|\gamma_o - \gamma| = \gamma_1$.

Remarque : L'analyseur, type Pimonow, dont le filtre est accordé sur 55 KHz doit être précédé d'un filtre sélectif coupant cette fréquence du spectre à étudier. Le filtre sélectif, construit au laboratoire, coupe le 55 KHz à - 48 dbs.

De plus, pour ne pas être gêné par la fréquence image $\gamma + 110$ KHz, on a aussi construit un filtre passe-bas classique coupant les fréquences au-dessus de 110 KHz.

La détection quadratique et l'intégration sont réalisées par un ensemble comprenant un adapteur d'impédance suivi d'un thermocouple à la sortie duquel est placé un galvanomètre de mesures AOIP (G 221). Le thermocouple utilisé est du type Th. VIC de Guerpillon, calibre 10 mA, de résistance 500 Ω , de puissance 400 mW.

V-2 ETUDE DU CIRCUIT D'ENTREE ET METHODES DE MESURE

Examinons le schéma équivalent du circuit d'entrée du quadripole que constitue la chaîne de mesure (cf. fig. V-5).

On sait que le bruit propre d'un quadripole est représenté par deux générateurs, je choisis la représentation comprenant un générateur de f e m $E_a(t)$ et un générateur de courant $I_a(t)$ placés à l'entrée du quadripole que constitue l'amplificateur.

Soient Y_e , Y_r , Y_{R_1} les admittances relatives à l'ensemble (résistance de grille R_g + capacités de fuite, de liaison et d'entrée), à l'échantillon de résistance r et à la résistance R_1 ; et soient $I_e(t)$, $I_r(t)$ et $I_{R_1}(t)$ les générateurs de courant de bruit thermique de ces éléments.

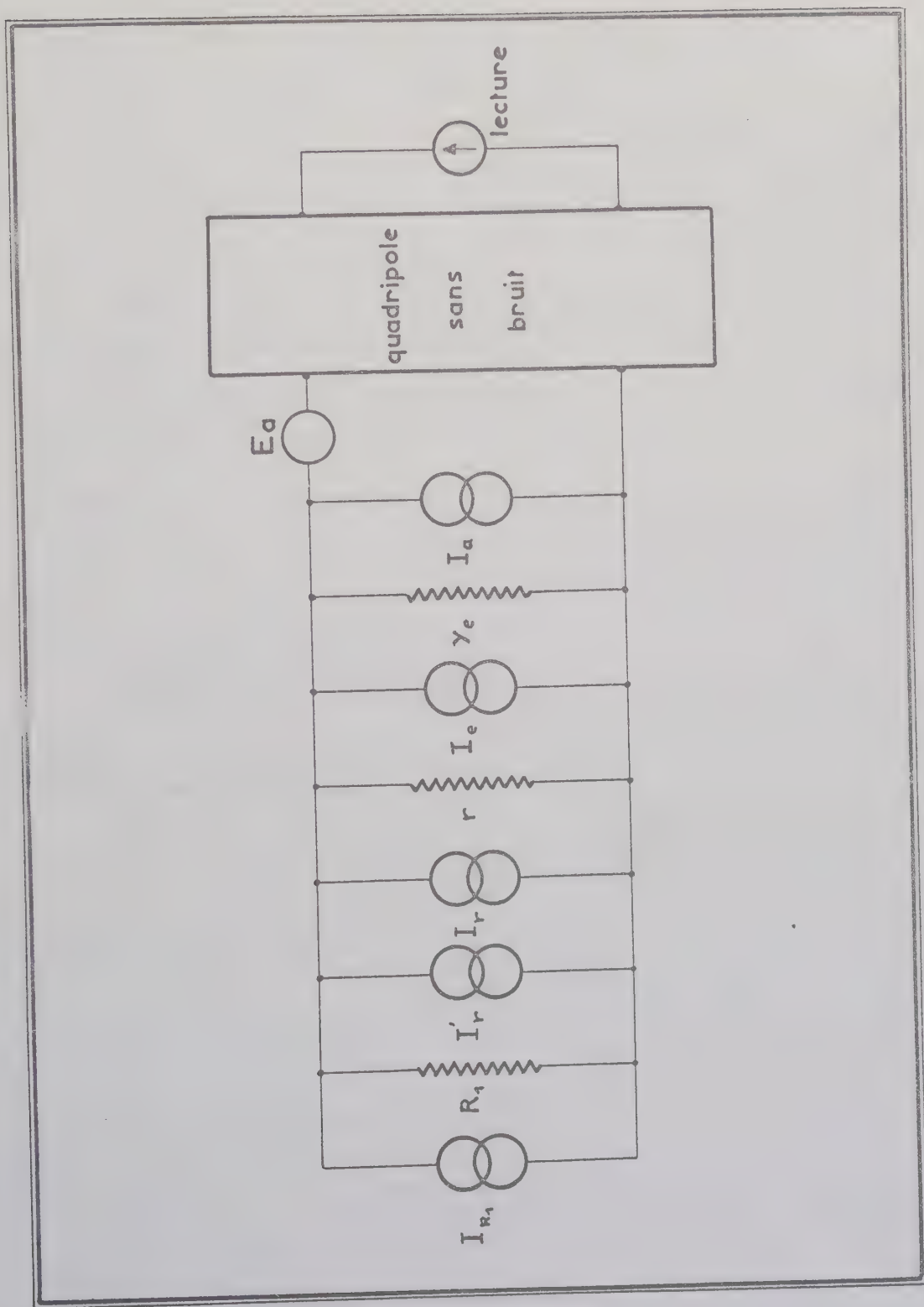


Fig : V.5

Désignons par $I'_r(t)$ le générateur de courant qu'il faut placer en parallèle sur l'échantillon pour rendre compte du bruit en excès par rapport au bruit thermique lorsque l'échantillon est polarisé.

Il s'agit de mesurer $\langle i'^2_{r,y} \rangle$ densité spectrale de $I'_r(t)$.

J'ai adopté la méthode des trois mesures (25), dont je décris ici le principe : (cf. fig. V-6).

Dans le circuit d'entrée, on insère en permanence un générateur étalon Rhode et Schwartz de courant bruit $I_G(t)$ d'impédance interne 75Ω . Sur le schéma cette impédance est groupée avec Y_e sous l'appellation Y et le générateur de bruit correspondant est appelé I_Y .

Je travaillerai de telle sorte que le courant de polarisation de l'échantillon ne modifie pas sa température, de plus la résistance R_1 du circuit d'alimentation a été choisie suffisamment grande pour pouvoir être négligée devant celle de l'échantillon.

On réalise les trois mesures L_1, L_2, L_3 suivantes :

S_1 en position 1 , S_2 ouvert

$$L_1 = k \left\{ \langle i'^2_{y,r} \rangle + \langle i'^2_{y,Y} \rangle + \langle [I_a + (Y+Y_r)E_a]^2 \rangle_y \right\} \quad 5.2.1$$

S_1 en position 2 , S_2 ouvert

$$L_2 = k \left\{ \langle i'^2_{y,r} \rangle + \langle i'^2_{y,r} \rangle + \langle i'^2_{y,Y} \rangle + \langle [I_a + (Y+Y_r)E_a]^2 \rangle_y \right\} \quad 5.2.2$$

S_1 en position 1 , S_2 fermé

$$L_3 = k \left\{ \langle i'^2_{y,r} \rangle + \langle i'^2_{y,Y} \rangle + \langle i'^2_{y,G} \rangle + \langle [I_a + (Y+Y_r)E_a]^2 \rangle_y \right\} \quad 5.2.3$$

On a :

$$\langle i'^2_{\gamma,r} \rangle = \langle i^2_{\gamma,G} \rangle \frac{L_2 - L_1}{L_3 - L_1} \quad 5.2.4$$

On peut faire en sorte que $\langle i'^2_{\gamma,r} \rangle = \langle i^2_{\gamma,G} \rangle$ si on règle la puissance de bruit fournie par le générateur étalon pour que $L_2 = L_3$.

Remarque : Dans la mesure où la puissance de bruit des générateurs I_a , E_a et I_Y est faible devant celle de l'échantillon non polarisé, on pourra simplifier la mesure, car alors l'index de bruit $\mathcal{N}_\gamma$ du dipole semiconducteur est tel que :

$$\mathcal{N}_{\gamma-1} = \frac{\langle i'^2_{\gamma,r} \rangle + \langle i^2_{\gamma,r} \rangle}{\langle i^2_{\gamma,r} \rangle} - 1 \simeq \frac{L_2 - L_1}{L_1} \quad 5.2.5$$

T R O I S I E M E P A R T I E

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATION

C H A P I T R E V I

RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LE GERMANIUM DOPE EN IMPURETES PEU PROFONDES

Je donne ici l'ensemble des résultats expérimentaux concernant les 5 échantillons de la série I, c'est-à-dire numérotés 1, 2, 3 (type n) 4, 5 (type p).

VI-1 POPULATION ET DUREE DE VIE

Des mesures de résistivité en fonction de la température et en empruntant les résultats de mobilité dans le germanium donnés par F. Morin et T. P. Maita (40), j'ai déduit la variation de la densité de porteurs en fonction de la température pour les 5 échantillons (cf. fig. VI. 1).

Sur la figure VI-2, je donne les résultats expérimentaux des mesures de durée de vie en fonction de la température pour les trois échantillons de type n et les deux échantillons de type p. On peut noter la grande analogie existant entre les résultats obtenus sur les échantillons du même type.

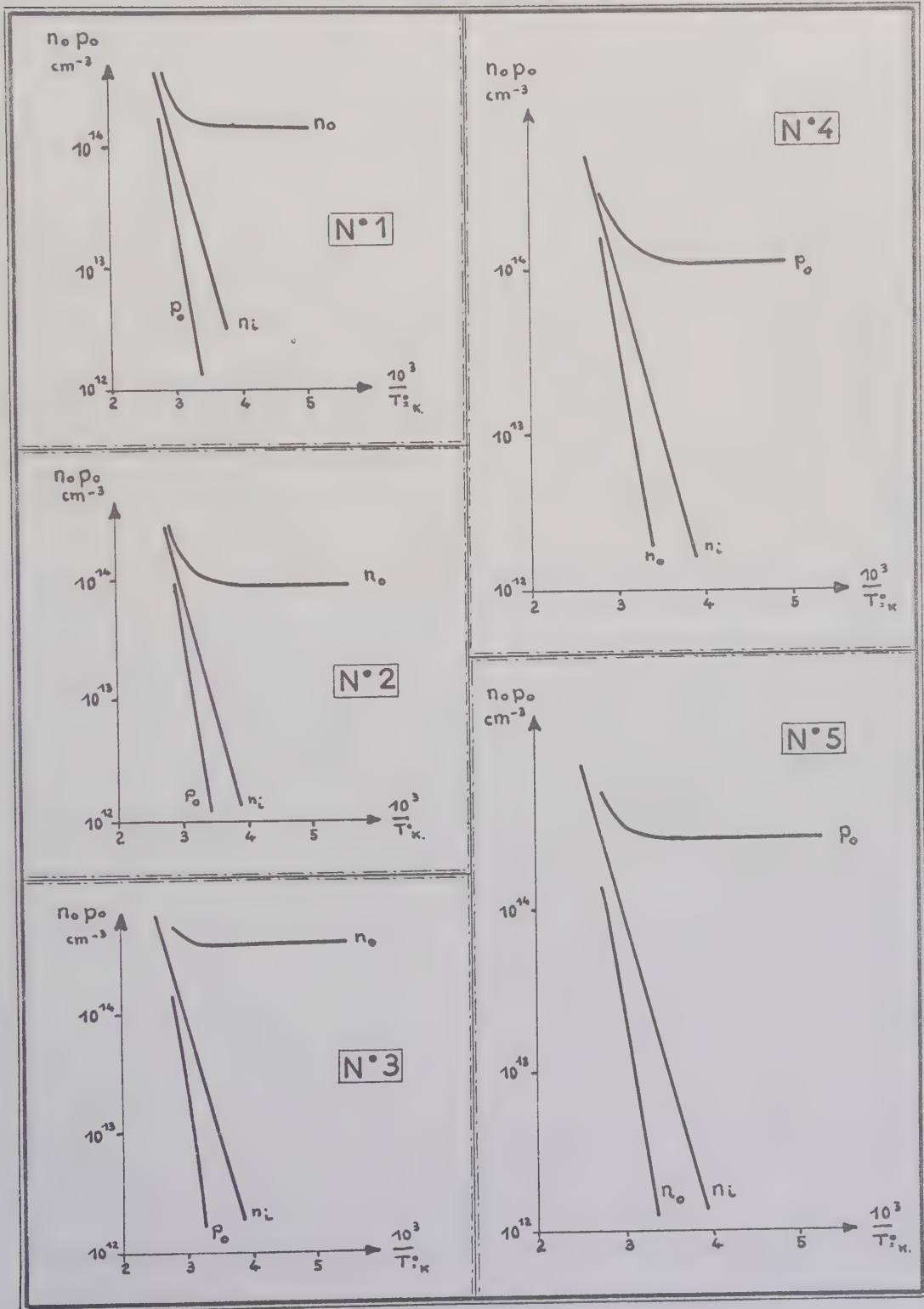


Fig : VI.1

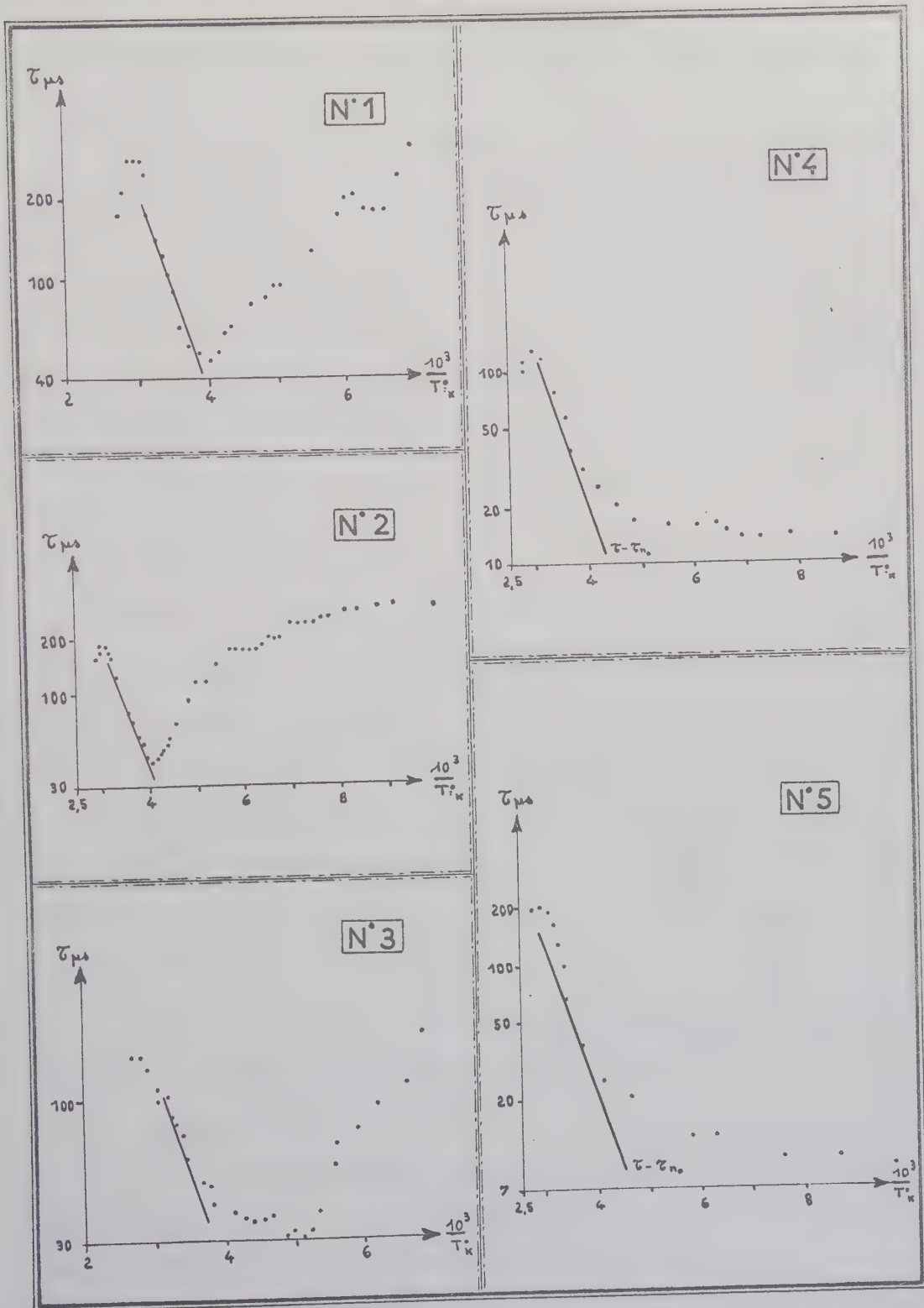


Fig: VI .2

VI-2 RESULTATS DES MESURES DE DENSITES SPECTRALES

Pour chacun de ces échantillons, dans la gamme de températures (270°K à 350°K) où le rapport de bruit $\mathcal{N}$ est mesurable avec précision ($\mathcal{N}^{-1} \gg 1$), les mesures de $\mathcal{N}^{-1}$ en fonction de la fréquence ont été réalisées pour deux valeurs du courant I_o , au maximum. A titre d'exemple sur la figure VI-3, la variation de $\mathcal{N}^{-1}$ est donnée pour l'échantillon n°4 en fonction de la fréquence et respectivement pour les températures 283°K, 305°K, 317°K, 351°K.

On peut faire les remarques suivantes :

- $\mathcal{N}^{-1}$ est proportionnel à I_o^2
 - l'ensemble de ces spectres obéit à une loi en $k I_o^2 (1 + \frac{\nu^2}{\nu_o^2})^{-1}$
- où les paramètres k et ν_o dépendent de la température; par suite les spectres présentent un palier de valeur $k I_o^2$ dans le domaine $\nu \ll \nu_o$ et une décroissance en ν^{-2} dans le domaine $\nu \gg \nu_o$.

Sur la figure VI-3, on a tracé, en trait continu, les courbes théoriques de la forme $k I_o^2 (1 + \frac{\nu^2}{\nu_o^2})^{-1}$ les plus compatibles avec les points expérimentaux, et précisé pour chaque température la valeur des paramètres k et ν_o .

Sur le tableau VI-4, je donne les valeurs de k et ν_o obtenues pour les 5 échantillons à différentes températures.

De plus, j'ai mesuré pour $\nu = 2$ KHz la variation de $\mathcal{N}^{-1}$ en fonction de la température à courant I_o constant. Sur la figure VI-5, je donne, en coordonnées semi-logarithmiques, pour les 5 échantillons cette variation ainsi que celle de la résistance R .

On peut voir que $\mathcal{N}^{-1}$ est maximum à l'amorce du régime intrinsèque.

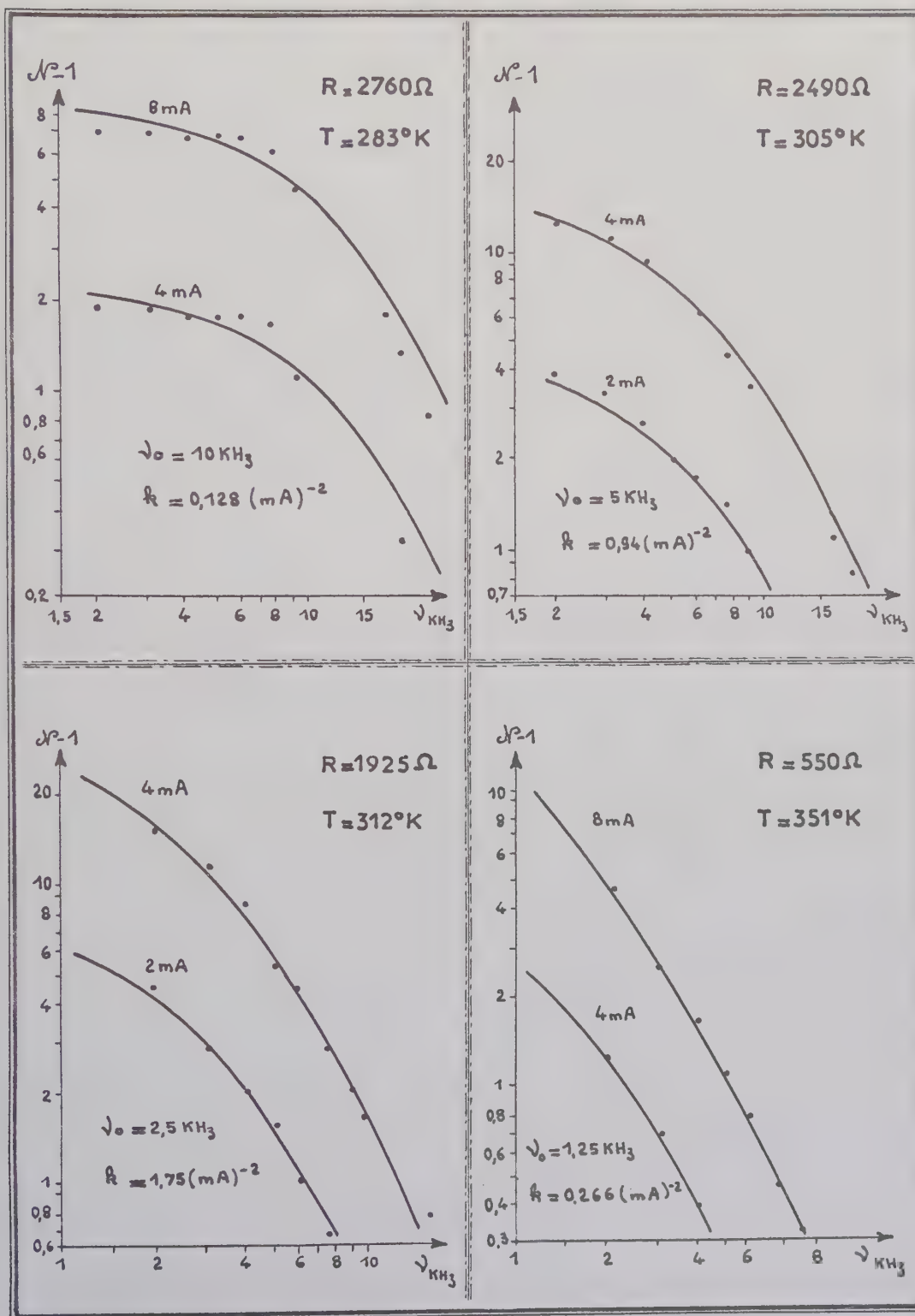


Fig: VI.3

1 (As)	T°(K)	300	315	331	341	352
	$k(\text{mA})^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$4,5 \cdot 10^{-1}$
	$\gamma_o(\text{KHz})$	4,2	2,1	2,1	1,8	1
2 (Sb)	T°(K)	270	300	340		
	$k(\text{mA})^{-2}$	$6,8 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-1}$	1,2		
	$\gamma_o(\text{KHz})$	10	5,5	4		
3 (P)	T°(K)	320	330	348	362	
	$k(\text{mA})^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$8,9 \cdot 10^{-2}$	$8,9 \cdot 10^{-2}$	$8,9 \cdot 10^{-2}$	
	$\gamma_o(\text{KHz})$	2,2	2,2	1,75	1,5	
4 (Ga)	T°(K)	283	305	317	351	
	$k(\text{mA})^{-2}$	$1,28 \cdot 10^{-1}$	$9,4 \cdot 10^{-1}$	1,75	$2,66 \cdot 10^{-1}$	
	$\gamma_o(\text{KHz})$	10	5	2,5	1,25	
5 (In)	T°(K)	300	306	324	336	352
	$k(\text{mA})^{-2}$	$6,4 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^{-1}$	$6,6 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$
	$\gamma_o(\text{KHz})$	4,5	4,5	1,7	1,7	1,7

tableau VI-4

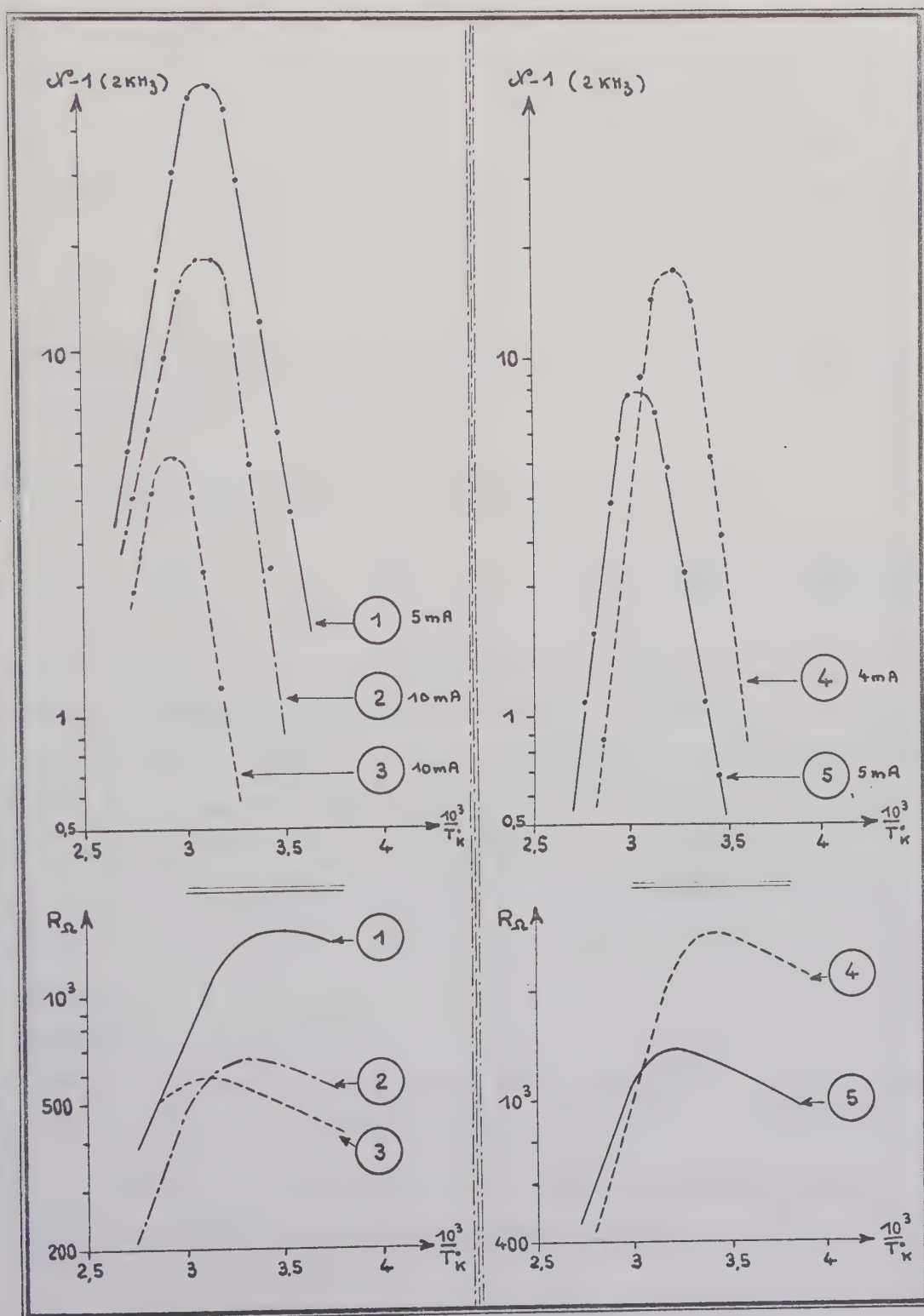


Fig : VI.5

C H A P I T R E V I I

INTERPRETATION DES RESULTATS RELATIFS AU ----- GERMANIUM DOPE EN IMPURETES PEU PROFONDES -----

VII-1 INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX DE DUREE DE VIE

VII-1-1 Généralités sur la recombinaison et le piégeage

Généralement on dit qu'on a un centre de recombinaison lorsque ce centre permet l'annihilation d'une paire électron-trou par captures successives d'un électron de la bande de conduction et d'un trou de la bande de valence. Un piège est un centre qui n'échange qu'un seul type de porteur avec la bande correspondante. Il est évident qu'un niveau sera à la fois piège et centre de recombinaison, mais généralement une de ces fonctions sera prépondérante.

On admettra ici que les dislocations introduisent un niveau accepteur E_t , situé près du bas de la bande de conduction (20) (35) (45) et pouvant exister dans les états de charge 0 et -q. On désignera respectivement par c_p^- et c_n^0 les probabilités de capture, par unité de temps et pour un volume unité du cristal, d'un trou par un centre de charge -q et d'un électron par un centre de charge 0.

Soit N_t la densité des états créés par les dislocations, N_t^- la densité de ceux se trouvant dans l'état de charge -q.

Le critère de distinction entre les deux processus de recombinaison et de piégeage est déduit respectivement pour les électrons et les trous

de l'examen des rapports $\frac{\Delta(N_t - N_t^-)}{\Delta p}$ et $\frac{\Delta N_t^-}{\Delta n}$. On a désigné par Δn , Δp , ΔN_t^- les densités en excès par rapport à celles à l'équilibre, obtenues dans un état permanent proche de l'équilibre thermodynamique caractérisé par n_o : densité des électrons libres, p_o : densité des trous libres, et N_t^- . En tenant compte de la neutralité électrique du cristal, et en écrivant l'égalité des flux des porteurs recombinés et générés (cf. fig. VII-1), on obtient sans peine (37) :

$$\frac{\Delta(N_t - N_t^-)}{\Delta p} = \frac{c_p^- N_t^- - c_n^o (N_t - N_t^-)}{c_p^- (p_o + p_l + \Delta p) + c_n^o (n_o + n_l + N_t - N_t^- + \Delta n)} \quad 7.1.1$$

$$\frac{\Delta N_t^-}{\Delta n} = \frac{c_n^o (N_t - N_t^-) - c_p^- N_t^-}{c_n^o (n_o + n_l + \Delta n) + c_p^- (p_o + p_l + N_t^- + \Delta p)} \quad 7.1.2$$

p_l et n_l étant les densités de porteurs si le niveau de Fermi F était confondu avec le niveau E_t .

On aura un processus de recombinaison du type de Shockley-Read lorsque

$\Delta n \cong \Delta p$ ou ce qui revient au même lorsque les rapports $\frac{\Delta N_t^-}{\Delta n}$, $\frac{\Delta(N_t - N_t^-)}{\Delta p}$ seront inférieurs à l'unité; par contre, lorsque l'un ou l'autre de ces rapports sera supérieur à l'unité on aura $\Delta p \gg \Delta n$ ou

$\Delta n \gg \Delta p$, c'est-à-dire qu'il y aura piégeage d'électrons ou piégeage de trous.

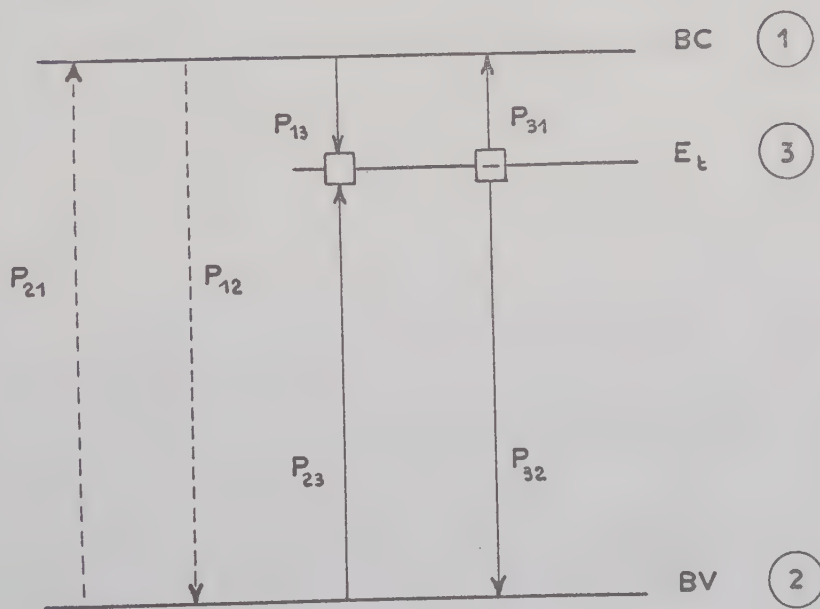


Fig : VII.1

VII-1-2 Echantillons de type p (n°4 et 5)

Pour ces échantillons, la forme de la variation de τ en fonction de la température (cf. fig. VI-2) conduit à penser que la recombinaison des porteurs excédentaires est contrôlée par un processus du type Shockley-Read (50).

Ceci peut se voir, aussi, en examinant la relation (7.1.2) en y faisant $n_1 > n_o$, $p_1 < p_o$, $N_t - N_t^- \simeq N_t$, car le niveau de Fermi est dans la partie inférieure de la bande de conduction et le niveau E_t dans la partie supérieure; on trouve pour une injection faible :

$$\frac{\Delta N_t^-}{\Delta n} = \frac{N_t}{n_1 + \frac{c_o^- p}{c_n} p_o} \quad 7.1.3$$

Comme on a certainement $N_t < p_o$ et $\frac{c_o^- p}{c_n} \gg 1$, le rapport (7.1.3) est bien inférieur à 1 et il y aura forcément recombinaison à toute température.

L'expression de la durée de vie de Shockley-Read, pour une injection faible s'écrit :

$$\tau = \tau_{n_o} \frac{p_o + p_1}{n_o + p_o} + \tau_{p_o} \frac{n_o + n_1}{n_o + p_o} \quad 7.1.4$$

où ;

$$\tau_{n_o} = (N_t c_n^o)^{-1} ; \quad \tau_{p_o} = (N_t c_p^-)^{-1} \quad 7.1.5$$

Pour les échantillons 4 et 5, on aura :

$$\tau \simeq \tau_{n_o} + \tau_{p_o} \frac{n_1}{p_o} \quad 7.1.6$$

A basse température, on a $n_1 < p_0$ et $\tau \simeq \tau_{n_0}$; pour les températures plus élevées où n_1 devient supérieur à p_0 la différence $\tau - \tau_{n_0}$ doit

varier comme n_1 , c'est-à-dire comme $e^{-(E_c - E_t)/kT}$, tant que p_0 est constant (région d'épuisement) et en supposant que c_p^- et c_n^0 varient peu avec la température.

De la variation de la fonction $\tau - \tau_{n_0}$ en fonction de la température, il est donc possible de déterminer $E_c - E_t$. Sur la figure VI-2, on a représenté la variation $\tau - \tau_{n_0}$ pour les deux échantillons 4 et 5 de germanium de type p, la pente des droites obtenues a permis de situer un niveau accepteur de dislocations tel que :

$$E_c - E_t \simeq 0,15 \text{ eV.} \quad 7.1.7$$

Cette valeur est en bon accord avec celles déterminées par divers auteurs (15) (16) (20) (26) (30) (31) (43) (59).

Ces résultats permettent d'approcher (en négligeant les variations possibles de τ_{n_0} et τ_{p_0} avec la température) le rapport $\frac{c_p^-}{c_n^0}$ dont la valeur est de l'ordre de la centaine.

VII-1-3 Echantillons de type n (n°1, 2 et 3)

La forme de la variation de τ en fonction de la température (cf. fig. VI-2) indique que le processus prépondérant dans l'élaboration de la durée de vie n'est pas un processus de recombinaison du type Shockley-Read, prévoyant une augmentation de τ lorsque la température augmente. Il faut faire intervenir le piégeage des trous sur les dislocations pour rendre compte de cette variation.

En effet, lorsque le niveau de Fermi F est au-dessus de E_t , c'est-à-dire pour les températures plus basses,

($n_0 > n_1 > p_1 > p_0$; $N_t^- \simeq N_t$), la relation (7.1.1) s'écrit :

$$\frac{\Delta(N_t - N_t^-)}{\Delta p} \approx \frac{N_t}{p_1 + \frac{c_n^o}{c_p^-} n_o} \quad 7.1.8$$

qui montre que le piégeage des trous est possible si

$$\frac{c_p^-}{c_n^o} \frac{N_t}{n_o} \gg 1 \quad 7.1.9$$

Le phénomène de piégeage des trous par les niveaux E_t chargés négativement se fait avec la constante de temps τ_{p_o} ; ce processus est rapide et si N_t est suffisamment important, tous les trous excédentaires sont ainsi piégés. Ensuite les électrons excédentaires sont capturés par les centres E_t devenus neutres avec une constante de temps :

$$\tau = (c_n^o n_o)^{-1} \quad 7.1.10$$

Entre 150°K et 250°K les trois échantillons montrent une décroissance rapide de τ quand la température croît, notre interprétation s'appuie alors sur l'analyse des processus suivants : piégeage rapide des trous, capture des électrons excédentaires par les pièges neutres et réémission thermique des électrons vers la bande de conduction, avec la constante de temps associée :

$$\tau \simeq [c_n^o (n_o + n_1)]^{-1} \quad 7.1.11$$

La comparaison des courbes 1, 2, 3 de la figure (VI.2) semble montrer que la valeur de τ est inversement proportionnelle à n_o dans le domaine 150°K - 200°K ; puis lorsque la température augmente le terme $c_n^o n_1$ prend de plus en plus d'importance devant $c_n^o n_o$, de telle sorte que τ tend à être proportionnel à n_1^{-1} .

Par contre, lorsque le niveau de Fermi F est au-dessous de E_t ,

($n_1 > n_o > p_o > p_1$; $N_t - N_t^- \simeq N_t$), la relation (7.1.2) devient :

$$\frac{\Delta N_t^-}{\Delta n} \simeq \frac{N_t}{n_1 + \frac{c_n^-}{c_o} p_o} \quad 7.1.12$$

il est facile de voir que, dans ce cas, ce rapport est toujours bien inférieur à 1 et qu'il y a donc recombinaison des porteurs sur le niveau E_t avec la durée de vie de Shockley-Read :

$$\tau \simeq \tau_{p_o} \frac{n_1}{n_o + p_o}$$

La variation de τ en fonction de la température pour les trois échantillons permet, ici aussi, de préciser la position du niveau d'énergie E_t ; l'exploitation des pentes des droites représentées sur la figure VI-2 donne :

$$E_c - E_t \simeq 0,15 \text{ eV}$$

Cette valeur est en accord avec celle déterminée sur les échantillons de type p.

Remarque : On peut chercher à utiliser les résultats pour voir si les sections de captures sont identiques pour les deux types d'échantillons. On trouve que c_n^o a une valeur plus faible dans la type n que dans le type p. Cela n'est pas une contradiction, car la charge d'espace positive créée par les donneurs ionisés dans le type n, réduit certainement, et dans de grandes proportions, la probabilité de capture d'un électron libre par un centre E_t neutre.

VII-2 INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX D'ANALYSE SPECTRALE

VII-2-1 Modèle adopté pour les transitions

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu le rôle important que joue le niveau des dislocations dans l'interprétation des résultats expérimentaux de la durée de vie. Il paraît logique, dans l'interprétation des mesures de bruit génération-recombinaison, de supposer, à priori, que les dislocations interviennent dans les processus de transitions. Cette hypothèse nous conduira à un résultat théorique que nous comparerons avec les résultats expérimentaux.

On considère donc les transitions électroniques entre les trois niveaux suivants : la bande de conduction (niveau 1), la bande de valence (niveau 2) et le niveau des dislocations (niveau 3). Sur la figure VII-1, on a indiqué le flux p_{ij} de transition d'électrons du niveau i au niveau j , par unité de temps et unité de volume; les flux de transitions intrinsèques du type p_{12} et p_{21} y figurent en pointillé, leur ordre de grandeur permet de les négliger devant les autres flux qui s'écrivent (50) :

$$\begin{aligned} p_{13} &= c_n^0 n (N_t - N_t^-) & ; & & p_{31} &= c_n^0 n_1 N_t^- \\ p_{23} &= c_p^- p_1 (N_t - N_t^-) & ; & & p_{32} &= c_p^- p N_t^- \end{aligned} \quad 7.2.1$$

N_t^- étant la densité des dislocations ionisées, n_1 et p_1 respectivement les densités d'électrons et de trous si le niveau de Fermi était confondu avec le niveau 3.

VII-2-2 Expressions générales des densités spectrales de fluctuations du nombre de porteurs

En utilisant l'équation de neutralité électrique :

$$n + N_A + N_t^- = p + N_D \quad 7.2.2$$

le système à trois niveaux se ramène à un système à deux niveaux, car les fluctuations de la population électronique N_t^- du niveau 3 sont reliées aux fluctuations Δn et $-\Delta p$ des niveaux 1 et 2 par :

$$\Delta N_t^- = \Delta p - \Delta n \quad 7.2.3$$

Les composantes du vecteur à deux dimensions A défini par la relation générale (3.2.34) s'écrivent :

$$\begin{aligned} A_1 &= p_{31} - p_{13} \\ A_2 &= p_{32} - p_{23} \end{aligned} \quad 7.2.4$$

Les composantes de la matrice M s'écrivent en utilisant (3.2.12) :

$$\begin{aligned} M_{11} &= c_n^0 (n_o + n_1 + N_t - N_t^-) \\ M_{12} &= c_n^0 (n_o + n_1) \\ M_{21} &= c_p^- (p_o + p_1) \\ M_{22} &= c_p^- (p_o + p_1 + N_t^-) \end{aligned} \quad 7.2.5$$

Soient λ_1 et λ_2 les valeurs propres de la matrice M , elles s'expriment par :

$$\begin{aligned} \lambda_1 \\ \lambda_2 \end{aligned} = \frac{M_{11} + M_{22}}{2} \left\{ 1 \pm \left[1 - \frac{4 \Delta}{(M_{11} + M_{22})^2} \right]^{1/2} \right\} = \begin{matrix} \tau_1^{-1} \\ \tau_2^{-1} \end{matrix} \quad 7.2.6$$

$$\text{avec} \quad \Delta = M_{11} M_{22} - M_{12} M_{21} \quad 7.2.7$$

La matrice c qui rend M diagonale a la forme :

$$c = \begin{vmatrix} M_{21} & \lambda_1 - M_{11} \\ M_{21} & \lambda_2 - M_{11} \end{vmatrix} \quad 7.2.8$$

et la matrice c^{-1} sera la suivante :

$$c^{-1} = \begin{vmatrix} \frac{\lambda_2 - M_{11}}{M_{21}(\lambda_2 - \lambda_1)} & -\frac{\lambda_1 - M_{11}}{M_{21}(\lambda_2 - \lambda_1)} \\ -\frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} & \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \end{vmatrix} \quad 7.2.9$$

D'après (3.2.37), les expressions des densités spectrales

$G_{NN}(\nu) = G_{11}$, $G_{PP}(\nu) = G_{22}$, $G_{NP}(\nu) = -G_{12}$ relatives aux fluctuations du nombre total de porteurs libres dans un échantillon donné de volume V s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} G_{NN}(\nu) &= 4V \left\{ \frac{\lambda_1}{\lambda_1^2 + \omega^2} \frac{\lambda_2 - M_{11}}{(\lambda_2 - \lambda_1)\lambda_1} \langle p_{31} \rangle - \frac{\lambda_2}{\lambda_2^2 + \omega^2} \frac{\lambda_1 - M_{11}}{(\lambda_2 - \lambda_1)\lambda_2} \langle p_{31} \rangle \right\} \\ G_{PP}(\nu) &= 4V \left\{ \frac{\lambda_1}{\lambda_1^2 + \omega^2} \frac{-1}{(\lambda_2 - \lambda_1)\lambda_1} \langle p_{23} \rangle (\lambda_1 - M_{11}) + \frac{\lambda_2}{\lambda_2^2 + \omega^2} \frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)\lambda_2} \langle p_{23} \rangle (\lambda_2 - M_{11}) \right\} \\ G_{NP}(\nu) &= 4V \left\{ \frac{\lambda_1}{\lambda_1^2 + \omega^2} \frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)\lambda_1} \langle p_{31} \rangle M_{21} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2^2 + \omega^2} \frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)\lambda_2} \langle p_{31} \rangle M_{21} \right\} \end{aligned} \quad 7.2.10$$

Dans ces expressions comparons les contributions des termes en λ_1 et λ_2 dans le domaine des basses fréquences (λ_1 et $\lambda_2 \gg 2\pi\nu$), pour $\lambda_2 < \lambda_1$ il vient :

$$G_{NN}(\lambda_1) = G_{NN}(\lambda_2) \frac{M_{11} \lambda_2^2}{M_{22} \lambda_1^2} \quad 7.2.11$$

$$\left. \begin{aligned} G_{PP}(\lambda_1) &= G_{PP}(\lambda_2) \frac{M_{22} \lambda_2}{M_{11} \lambda_1} \\ G_{NP}(\lambda_1) &= - G_{NP}(\lambda_2) \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} \end{aligned} \right\} \quad 7.2.11$$

Reprenons les expressions des valeurs propres λ_1 et λ_2 de la matrice M et considérons le rapport $\frac{4 \Delta}{(M_{11} + M_{22})^2}$

En utilisant les relations :

$$\frac{N_t^-}{n_o} = \frac{N_t - N_t^-}{n_1} = \frac{N_t}{n_o + n_1} ; \quad \frac{N_t^-}{p_1} = \frac{N_t - N_t^-}{p_o} = \frac{N_t}{p_o + p_1}$$

7.2.12

Δ s'écrit :

$$\Delta = c_n^o c_p^- N_t (n_o + p_o) \quad 7.2.13$$

Lorsque $\Delta \ll (M_{11} + M_{22})^2$, les expressions de λ_1 et λ_2 s'écrivent alors :

$$\lambda_1 = M_{11} + M_{22} \quad \lambda_2 = \frac{\Delta}{M_{11} + M_{22}} \quad 7.2.14$$

avec $\lambda_2 \ll \lambda_1$.

On voit aisément que la durée de vie de Shockley-Read τ_{SR} se confond avec $(\lambda_2)^{-1}$.

VII-2-3 Expression des densités spectrales pour des échantillons de type p

Pour les échantillons de type p, il est facile de voir que

$(M_{11} + M_{22})^2$ est toujours bien supérieur à Δ , les expressions de λ_1 et λ_2 données en (7.2.14) sont donc valables.

1) Quand le niveau de Fermi se situe entre la bande de valence et le symétrique de E_t par rapport à E_i , on a :

$$\left. \begin{aligned} p_o > n_1 > p_1 > n_o & N_t \ll p_o \\ M_{11} \ll M_{22} \\ \lambda_1 \simeq c_p^- p_o & \lambda_2 \simeq c_n^o N_t \\ \frac{M_{22} \lambda_2}{M_{11} \lambda_1} \simeq \frac{c_p^- p_o c_n^o N_t}{c_p^- p_o c_n^o (N_t + n_o + n_1)} < 1 \end{aligned} \right\} \quad 7.2.15$$

Ces relations montrent que l'on a :

$$G_{NN}(\lambda_2) \gg G_{NN}(\lambda_1) ; G_{PP}(\lambda_2) \gg G_{PP}(\lambda_1) ; G_{NP}(\lambda_2) \gg G_{NP}(\lambda_1)$$

2) Quand le niveau de Fermi est au-dessus du symétrique de E_t par rapport à E_i :

$$\left. \begin{aligned} n_1 > p_o > n_o > p_1 & N_t \ll p_o \\ \lambda_1 = c_n^o n_1 + c_p^- p_o & ; \lambda_2 = \frac{1}{\tau_{SR}} = c_n^o N_t \frac{c_p^- p_o}{c_n^o n_1 + c_p^- p_o} \end{aligned} \right\} \quad 7.2.16$$

Les mesures de durée de vie par la décroissance de la photoconductivité ont montré que dans ce domaine :

$$c_n^o n_1 > c_p^- p_o \text{ c'est-à-dire } \lambda_1 \simeq c_n^o n_1, \quad \lambda_2 \simeq c_p^- N_t \frac{p_o}{n_1}$$

$$M_{11} > M_{22}$$

$$\frac{M_{11} \lambda_2^2}{M_{22} \lambda_1^2} = \frac{\lambda_2^2}{M_{22} \lambda_1} < \frac{c_n^o{}^2 N_t^2}{c_p^- p_o c_n^o n_1} \ll 1 \quad 7.2.17$$

Ces inégalités montrent qu'on peut négliger encore les contributions aux densités spectrales des termes en λ_1 .

Par suite, dans tous les cas, pour des échantillons de type p,
seuls les termes en $\frac{\lambda_2}{\lambda_2^2 + \omega^2}$ sont prépondérants, on trouve alors que:

$$G_{NN}(\nu) = G_{NP}(\nu) = G_{PP}(\nu) = 4 \frac{N_o P_o}{N_o + P_o} \frac{\tau_2}{1 + \omega^2 \tau_2^2} \quad 7.2.18$$

où τ_2 est la durée de vie de Shockley-Read.

VII-2-4 Expressions des densités spectrales pour des échantillons de type n

1) Niveau de Fermi au-dessous de E_t

$$n_1 > n_o > p_o > p_1 \quad N_t \ll n_o$$

Dans ce domaine, l'étude de la durée de vie de photoconductivité a montré que τ_{SR} variait comme n_1

$$\tau_{SR} = \frac{1}{c_n^o N_t} \frac{p_o}{n_o} + \frac{1}{c_p^- N_t} \frac{n_1}{n_o} \quad 7.2.19$$

c'est donc que $n_1 c_n^o > p_o c_p^-$ comme nous l'avons vu dans le type p.

Dans la relation (7.2.6), nous avons encore $4\Delta < (M_{11} + M_{22})^2$, même si $N_t \simeq p_o$, les expressions de λ_1 et λ_2 sont :

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &\simeq c_{n_1}^o & ; & \quad \lambda_2 \simeq c_p^- N_t \frac{n_o}{n_1} = c_p^- N_t \frac{p_1}{p_o} \\ \lambda_2 &< \lambda_1 \\ \frac{M_{11} \lambda_2^2}{M_{22} \lambda_1^2} &\simeq \frac{\lambda_2^2}{M_{22} \lambda_1} = \frac{c_p^{-2} N_t^2 \frac{p_1^2}{p_o^2}}{c_p^- p_o c_{n_1}^o} < 1 \end{aligned} \right\} 7.2.20$$

Ces relations montrent que comme pour les échantillons de type p les densités spectrales s'expriment encore par (7.2.18).

2) Niveau de Fermi au-dessus de E_t

$$n_o > n_1 > p_1 > p_o \quad N_t \ll n_o$$

En discutant de la même façon, on est conduit aux résultats (cf. tableau VII-2), faisant apparaître les composantes basse fréquence des densités spectrales les plus importantes .

VII-2-5 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Le bruit de génération-recombinaison observé sur les cinq échantillons étudiés est mesurable seulement dans la gamme de températures correspondant au régime quasi intrinsèque; la discussion précédente montre que dans ce domaine la relation (7.2.18) s'applique toujours. Par suite, le rapport de bruit théorique est tel que :

$$\mathcal{R}_{-1} = \frac{R I_o^2 (b+1)^2}{kT (P_o + b N_o)^2} \frac{N_o P_o}{N_o + P_o} \frac{\tau_2}{1 + \omega^2 \tau_2^2} \quad 7.2.21$$

τ_2 s'identifie avec le paramètre expérimental $(2\pi \nu_o)^{-1}$

$c_n^o n_o > c_p^- N_t$	$c_n^o n_o < c_p^- N_t$
$p_1 < N_t$	
$\lambda_1 \simeq c_n^o n_o$ $\lambda_2 \simeq c_p^- N_t$ $G_{NN}(\lambda_2) \simeq 4 N_t \frac{n_1}{n_o} \tau_2$ $G_{PP}(\lambda_2) = G_{NP}(\lambda_2) \simeq 4 p_o \tau_2$	$\lambda_1 \simeq c_p^- N_t$ $\lambda_2 \simeq c_n^o n_o$ $G_{NN}(\lambda_2) \simeq 4 N_t \frac{n_1}{n_o} \tau_2$ $G_{PP}(\lambda_2) = G_{PP}(\lambda_1) \simeq 4 p_o \frac{n_1}{n_o} \tau_2$ $G_{NP}(\lambda_2) \simeq 4 p_o \tau_2$
$p_1 > N_t$	
$c_p^- p_1 > c_n^o n_o > c_p^- N_t$	
$\lambda_1 \simeq c_p^- p_1$ $\lambda_2 \simeq c_n^o N_t \frac{n_o}{p_1}$ $G_{NN}(\lambda_2) = G_{NP}(\lambda_2) \simeq 4 p_o \tau_2$ $G_{PP}(\lambda_2) \simeq 4 p_o \frac{c_p^- p_1}{c_n^o n_o} \tau_2$	
$c_n^o n_o > c_p^- p_1 > c_p^- N_t$	
$\lambda_1 \simeq c_n^o n_o$ $\lambda_2 \simeq c_p^- N_t$ $G_{NN}(\lambda_2) = G_{PP}(\lambda_2) = G_{NP}(\lambda_2) \simeq 4 p_o \tau_2$	

tableau VII-2

Sur la figure VII-3, on a porté en fonction de la température la variance théorique obtenue en intégrant l'expression 7.2.18 sur toute la gamme de fréquence, soit :

$$\langle \Delta N^2 \rangle = \langle \Delta P^2 \rangle = \langle \Delta P \Delta N \rangle = \frac{N_o P_o}{N_o + P_o}$$

N_o et P_o étant déduits des mesures de résistivité et du volume de l'échantillon.

On a porté, sur la même figure, quelques valeurs de la variance déduite de la mesure du rapport de bruit $\mathcal{N}$, dans la partie basse fréquence du spectre où $\omega \tau_2 \ll 1$ et des quantités expérimentales I_o , R , τ_2 , P_o et N_o , par la relation 7.2.21.

On constate un bon accord entre l'expérience et la théorie.

La comparaison de $\tau_2 = (2 \pi \gamma_o)^{-1}$ avec les valeurs expérimentales de la durée de vie de photoconductivité montre que ces quantités ont des variations analogues en fonction de la température et s'identifient bien à la durée de vie de Shockley-Read.

Remarque : L'étude de la durée de vie de photoconductivité a montré l'importance du piégeage à basse température pour les échantillons de type n; nous pouvons donc choisir dans la discussion générale du bruit, dans le domaine où F est au-dessus de E_t , la condition $c_{n_o}^o < c_{p_t}^- N_t$. Le cas $p_1 > N_t$ conduit à une composante de bruit du type 7.2.18, le cas $p_1 < N_t$ donne des composantes du même ordre ou inférieures, sauf $G_{NN}(\lambda_2) \simeq 4 N_t \frac{n_1}{n_o} \tau_2 > 4 p_o \tau_2$. Ce dernier terme pourrait donc contrôler le bruit si la densité de dislocations était suffisante. Expérimentalement il n'a pas été possible de mettre ce terme en évidence.

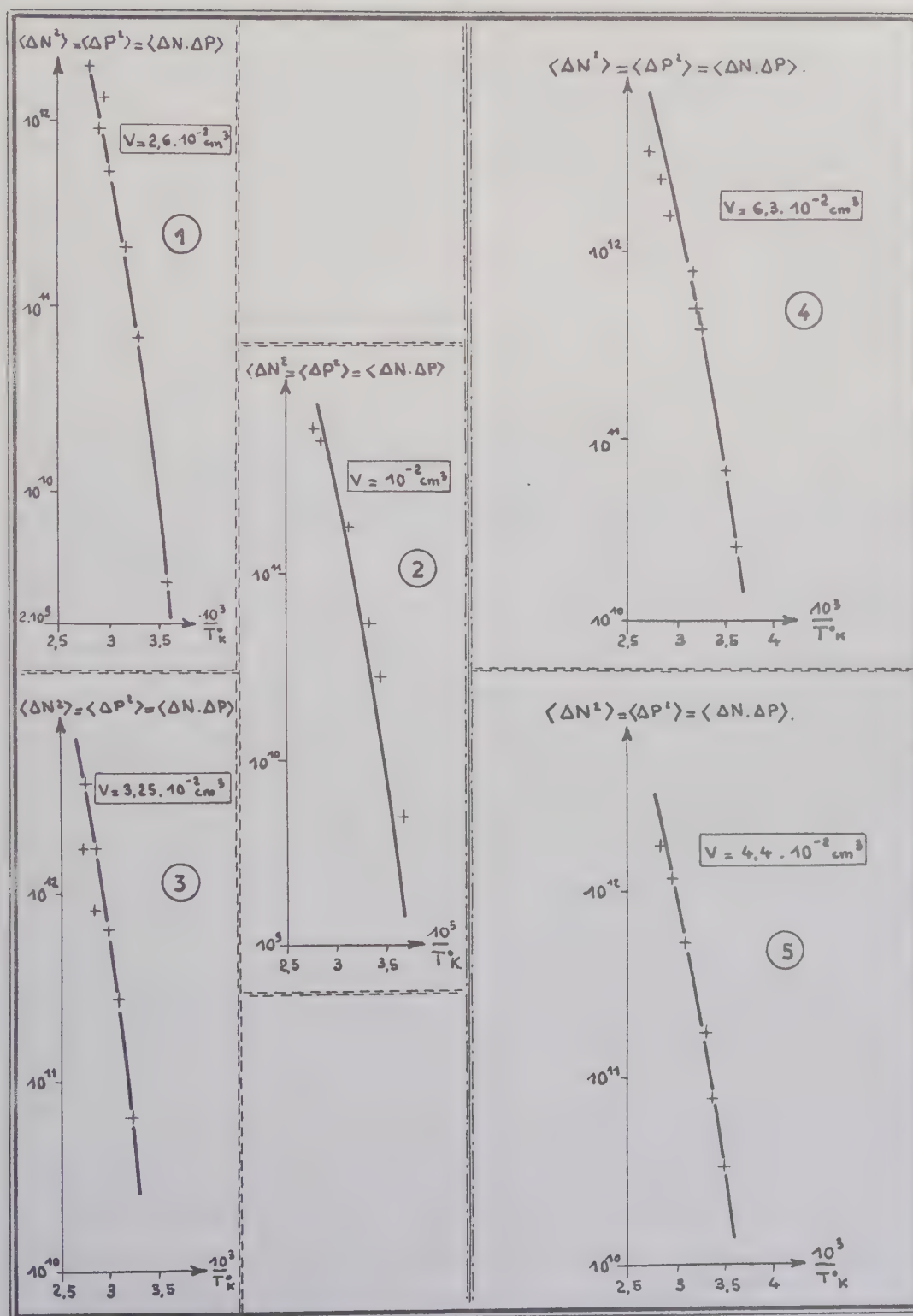


Fig : VII.3

CHAPITRE VIII

RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LE GERMANIUM

DOPE NICKEL

VIII-1 DUREE DE VIE

Les figures VIII-1 et VIII-2 donnent les résultats des mesures de durée de vie obtenus par la méthode de la décroissance de la photoconductivité sur les échantillons n°6 de type n et n°7 de type p de la deuxième série.

Sur l'échantillon de type n, on a observé deux constantes de temps à basse température, et une seule pour les températures supérieures à 250° K. La mesure de la plus grande durée de vie correspondant à une injection faible est précise, alors que la seconde est difficile à effectuer, c'est la raison pour laquelle on a tracé la zone dans laquelle se situe la valeur de cette seconde constante de temps.

Sur l'échantillon de type p, on n'a observé qu'une constante de temps.

VIII-2 BRUIT

Bien que les mesures de bruit aient été faites entre des sondes ne dérivant pas de courant, une composante de bruit en ν^{-1} a gêné les mesures aux basses températures surtout pour l'échantillon n°7 car le niveau de bruit de génération-recombinaison qu'il présentait était bien plus faible que celui de l'échantillon n°6.

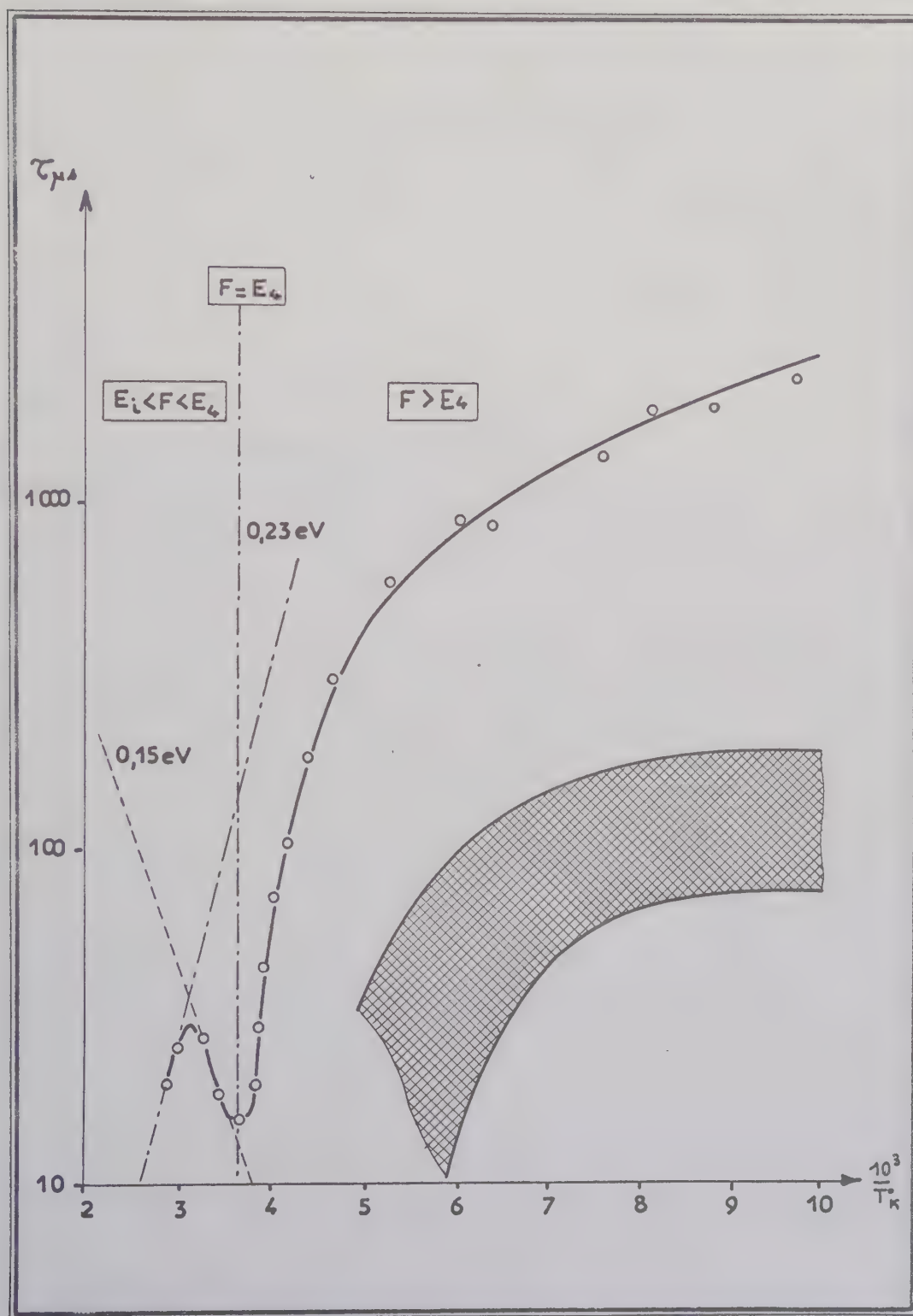


Fig: VIII.1

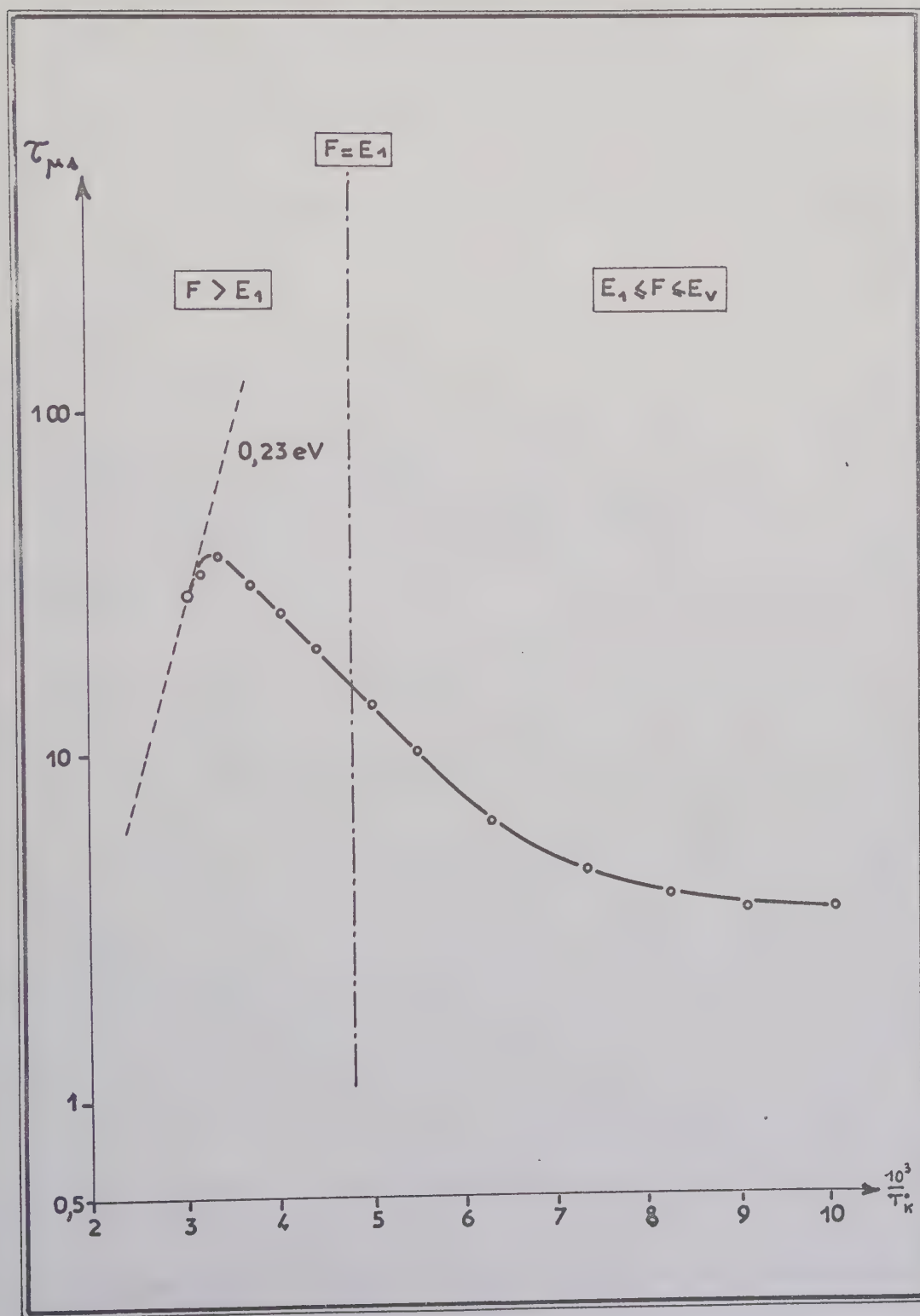


Fig: VIII.2

Chaque fois que cela a été possible (niveau de bruit suffisant, composante de bruit en γ^{-1} négligeable), nous avons tracé les courbes théoriques les plus compatibles avec les points expérimentaux de N^{-1} .

Ces courbes théoriques sont de la forme $k I_o^2 \left(1 + \frac{\gamma_o^2}{\gamma^2} \right)^{-1}$.

Les valeurs des paramètres k et γ_o sont portées dans les tableaux ci-dessous :

n° 6 (n)	$T^\circ K$	215	273	292	298	310	325
	k mA^{-2}	16	12	26	26	16	8,8
	γ_o KHz	28	40	28	28	28	28

n° 7 (p)	$T^\circ K$	292	303	313	324	331
	k mA^{-2}	1,8	3,25	3,25	2	1,1
	γ_o KHz	10	8	7	7	7

En aucun cas, nous n'avons pu mettre en évidence des spectres pouvant se résoudre en la somme de courbes : $\sum_i k_i I_o^2 \left(1 + \frac{\gamma_o^2}{\gamma^2} \right)$ comme les prévoit la théorie des fluctuations multiniveaux. Ce fait peut être attribué à un manque de sensibilité des mesures qui ne permet pas de séparer ces composantes si les k_i et les γ_{oi} sont bien différents.

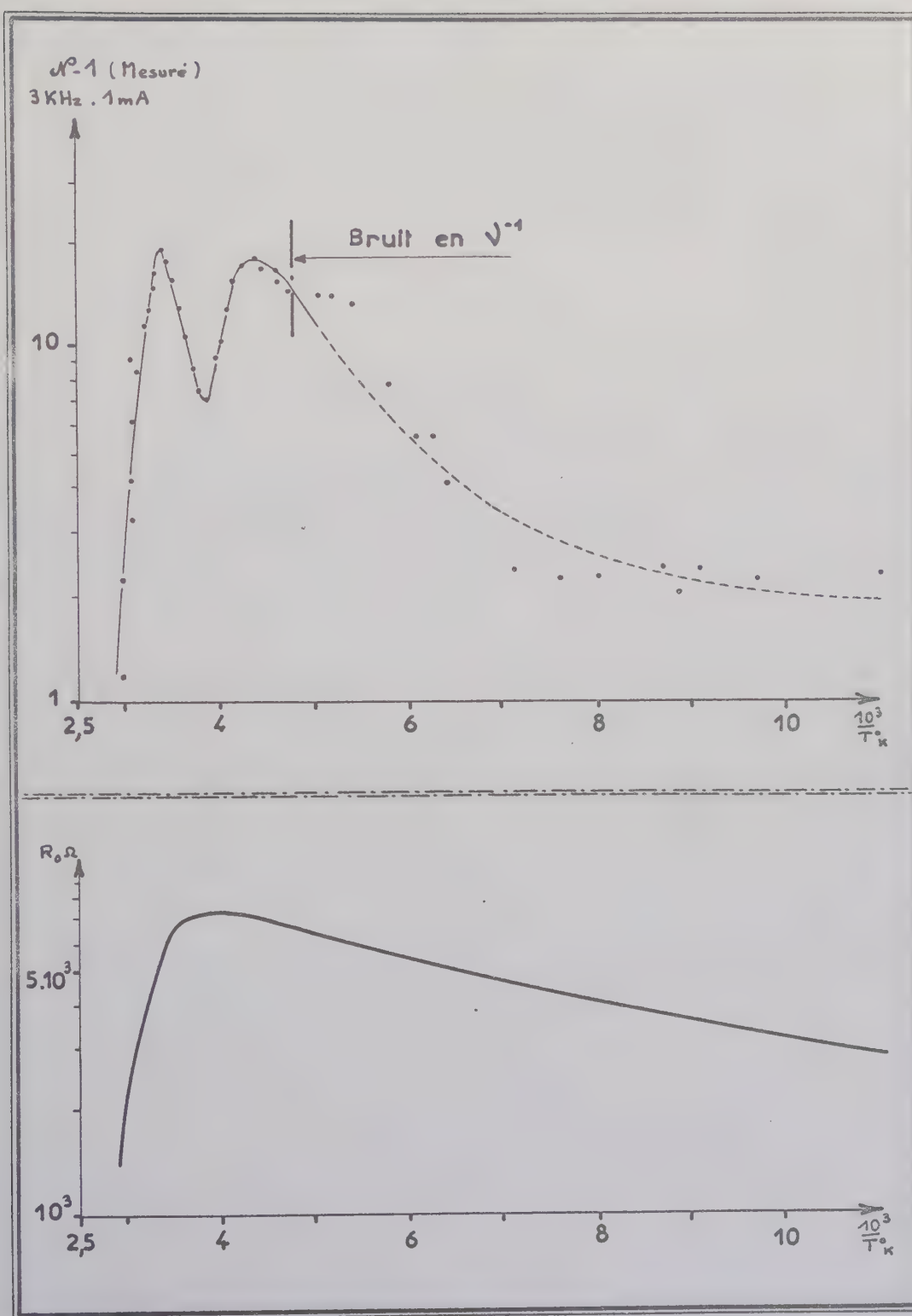


Fig: VIII.3

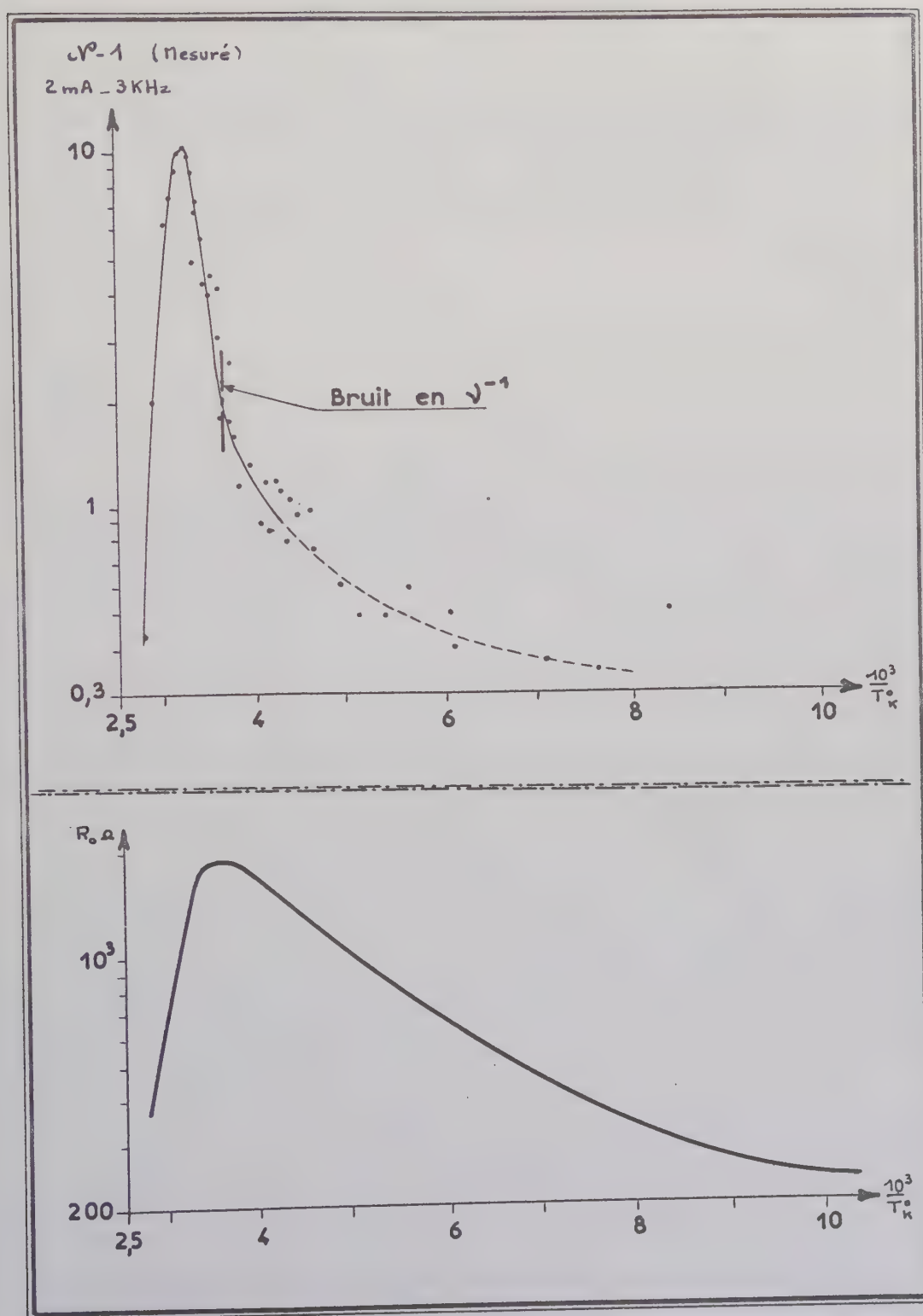


Fig: VIII.4

CHAPITRE IX

INTERPRETATION DES RESULTATS CONCERNANT LES

ECHANTILLONS DOPES NICKEL

IX-1 INTRODUCTION

Divers auteurs (11) (52) ont montré que le nickel introduit dans le germanium deux niveaux accepteurs liés (cf. fig. IX-1-a), l'un E_1 définissant l'énergie relative à la première ionisation du nickel $Ni^0 \rightleftharpoons Ni^-$, l'autre E_4 relatif à la deuxième ionisation $Ni^- \rightleftharpoons Ni^{=}$. Ces deux niveaux se situent respectivement à 0,22 eV au-dessus du haut de la bande de valence (E_2), et à 0,31 eV au-dessous de la bande de conduction (E_3). Ces niveaux sont liés, car un électron ne peut être capturé par le deuxième niveau d'ionisation que si le premier est déjà occupé. Les transitions de porteurs entre les bandes et ces niveaux sont définies à partir des probabilités de capture par unité de temps pour un volume unité c_n^0 , c_n^- , c_p^- , $c_p^=$, respectivement d'un électron par Ni^0 , d'un électron par Ni^- , d'un trou par Ni^- , et d'un trou par $Ni^=$. Ces quatre paramètres définissent complètement les propriétés acceptrices du nickel dans le germanium.

Afin de pouvoir discuter les résultats expérimentaux de durée de vie et de bruit obtenus sur les échantillons dopés nickel, il faut déterminer ou calculer les divers paramètres qui définissent à chaque température l'état de ces échantillons. Ces paramètres sont les suivants :

1) La densité des atomes de nickel Ni dans le germanium

Le nickel présent dans les échantillons étudiés a été introduit par dopage à partir de monocristaux. La densité du nickel, déterminée à partir du coefficient de ségrégation (36) du nickel dans le germanium, est de $6,7 \cdot 10^{12}$ atomes/cm³ dans l'échantillon n°6 et $1,5 \cdot 10^{13}$ atomes/cm³ dans l'échantillon n°7.

2) Les densités des porteurs libres n_o et p_o

Elles ont été déduites des mesures de résistivité comme cela a été déjà fait pour les échantillons dopés en impuretés peu profondes.

3) La position du niveau de Fermi, directement tirée des relations classiques :

$$n_o = N_c e^{(F - E_c)/kT} ; \quad p_o = N_v e^{(E_v - F)/kT}$$

4) Les densités des ions Ni^- , $Ni^=$ et de Ni^o

Dans le paragraphe suivant, nous étudierons la statistique d'occupation des niveaux du nickel, ce qui permettra de calculer ces densités.

5) Les densités n_1 et n_4 , p_1 et p_4

Ce sont les densités d'électrons et de trous définies quand le niveau de Fermi se confond avec les niveaux E_1 et E_4 .

Les variations de tous ces paramètres sont représentées pour l'échantillon n°6 de type n sur la figure IX-2 et pour l'échantillon n°7 de type p sur la figure IX-3.

IX-2 OCCUPATION DES NIVEAUX (3) (12) (32) (33) (47) (51)

La relation liant la densité des atomes de nickel et des ions dans les trois états de charge possibles s'écrit :

$$Ni^o + Ni^- + Ni^= = Ni \quad 9.2.1$$

(Par cette écriture, on désigne les densités correspondantes).

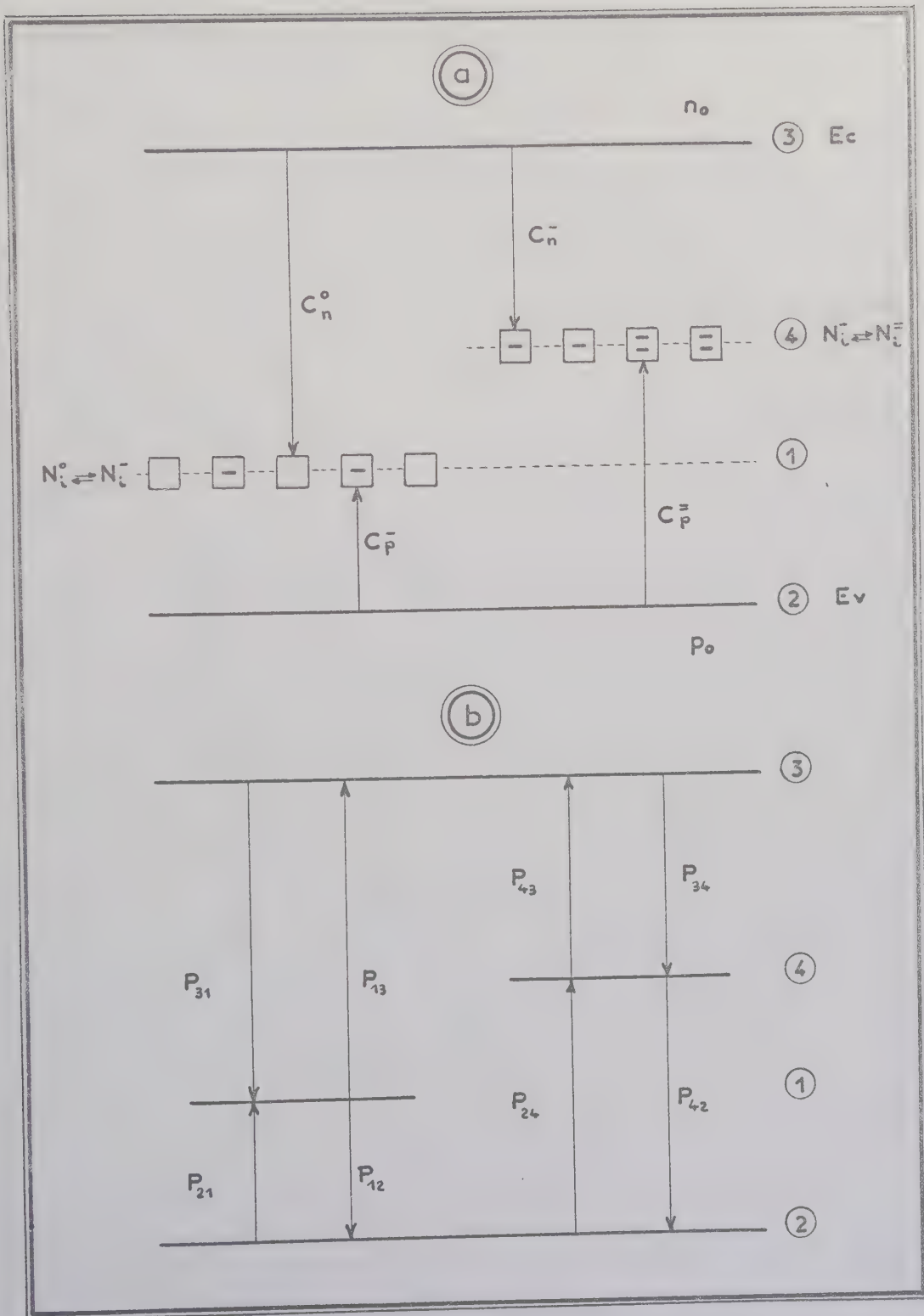


Fig: IX .1

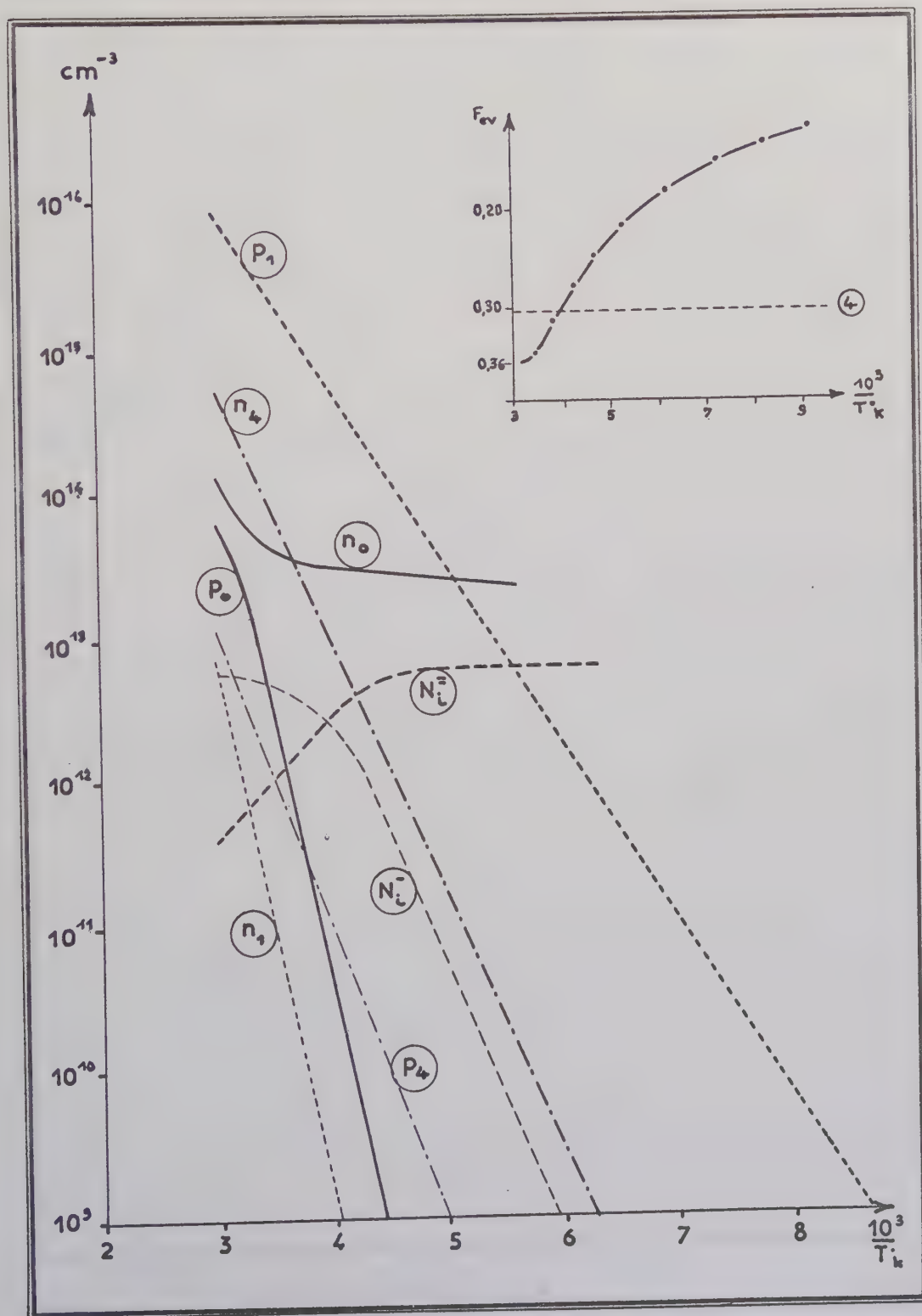


Fig:IX.2

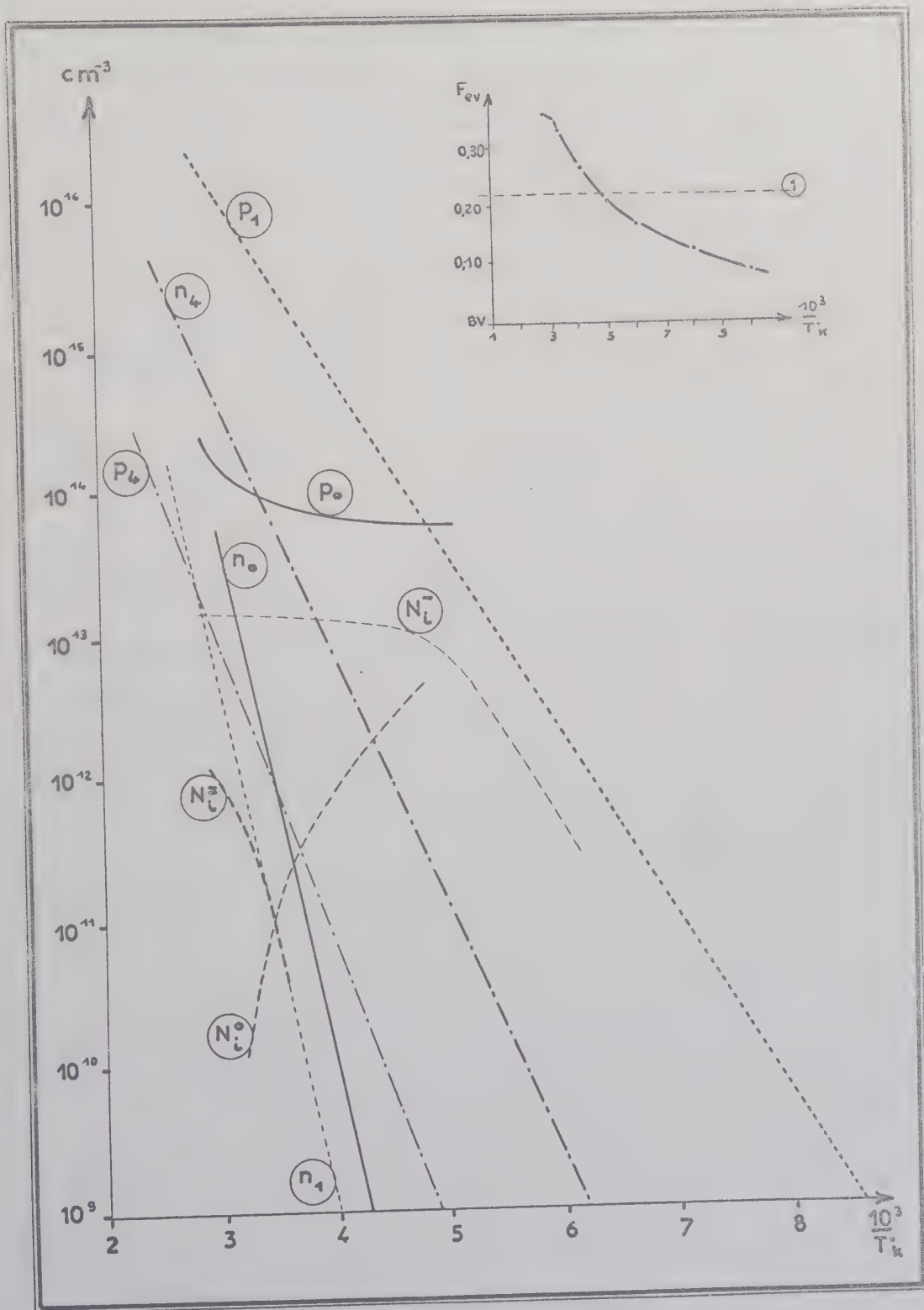


Fig: IX.3

L'ion Ni^0 peut capturer un électron de n'importe quel spin, il lui correspond deux places vides sur le niveau 1. L'ion Ni^- ne peut capturer qu'un électron de spin bien déterminé, il lui correspond une place occupée sur le niveau E_1 et une place vide sur le niveau E_4 . L'ion $\text{Ni}^=$ peut perdre un électron d'un spin indéterminé, il lui correspond deux places occupées sur le niveau E_4 . A l'équilibre thermodynamique, les fonctions d'occupation du niveau E_1 et du niveau E_4 s'écrivent :

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{\text{Ni}^-}{2\text{Ni}^0 + \text{Ni}^-} = \frac{1}{1 + e^{E_1 - F/kT}} \\ f_4 &= \frac{2 \text{Ni}^=}{2\text{Ni}^= + \text{Ni}^-} = \frac{1}{1 + e^{E_4 - F/kT}} \end{aligned} \quad 9.2.2$$

Compte tenu de (9.2.1) on détermine aisément, comme le fait M. Bernard (3) :

$$\begin{aligned} \text{Ni}^0 &= \text{Ni} \frac{(1-f_1)(1-f_4)}{1 + f_1 - f_4} \\ \text{Ni}^- &= \text{Ni} \frac{2f_1(1-f_4)}{1 + f_1 - f_4} \\ \text{Ni}^= &= \text{Ni} \frac{f_1 f_4}{1 + f_1 - f_4} \end{aligned} \quad 9.2.3$$

Ces relations m'ont permis, connaissant la position de F, de déterminer pour les échantillons 6 et 7, les variations des densités d'ions Ni^0 , Ni^- , $\text{Ni}^=$ (cf. fig. IX-2 et IX-3).

IX-3 RAPPELS DE LA THEORIE DE SHOCKLEY - READ (21) (22) (50)

IX-3-1 Théorie de Shockley-Read à 1 niveau

Après avoir évalué le flux net de capture des électrons U_n pour tous les états de la bande de conduction par un centre d'énergie E_t de densité N_t et le flux net de capture de trous U_p par les mêmes centres, les auteurs déduisent une durée de vie des paires électron-trou en excès définie pour $U_n = U_p = U$ par

$$\tau = \frac{\Delta n}{U} \quad 9.3.1$$

Dans le cas d'une injection faible, cette durée de vie s'exprime par :

$$\tau = \tau_{po} \frac{n_1 + n_o}{n_o + p_o} + \tau_{no} \frac{p_o + p_1}{n_o + p_o} \quad \begin{aligned} \tau_{po} &= (c_p^- N_t)^{-1} \\ \tau_{no} &= (c_n^o N_t)^{-1} \end{aligned} \quad 9.3.2$$

IX-3-2 Théorie de Shockley-Read dans le cas de centres à 2 niveaux type Ni

En tenant compte de l'occupation des niveaux du nickel, nous pouvons définir les flux nets de capture U_{n1} et U_{p1} d'électrons et de trous par le niveau E_1 , U_{n4} et U_{p4} pour le niveau E_4 . Dans le cas où $U_{n1} = U_{p1}$, $U_{n4} = U_{p4}$ on peut encore définir une durée de vie des paires électron-trou en excès par :

$$\tau = \frac{\Delta n}{U_{n1} + U_{n4}} \quad 9.3.3$$

En désignant par τ_1 la durée de vie de Shockley-Read associée au niveau E_1 seul, τ_4 la durée de vie de Shockley-Read associée au niveau E_4 seul, il vient :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\alpha_1}{\tau_1} + \frac{\alpha_4}{\tau_4} \quad 9.3.4$$

$$\text{avec} \quad \alpha_1 = \frac{1 - f_4}{1 + f_1 - f_4} \quad \alpha_4 = \frac{f_1}{1 + f_1 - f_4} \quad 9.3.5$$

IX-4 EQUATION GENERALE DONNANT LES CONSTANTES DE TEMPS

La théorie de Shockley-Read ne rend pas toujours compte des processus de transition de génération-recombinaison entre différents niveaux qui peuvent en particulier se traduire par plusieurs constantes de temps.

Ce problème a été traité d'une façon générale dans le chapitre III, je vais l'appliquer au nickel.

Sur la figure IX-1-b sont représentés les divers taux de transition. Les transitions intrinsèques p_{23} et p_{32} ne figurent pas sur cette figure, car elles sont très peu probables. Je désigne les densités de porteurs libres par $n = n_3$, $p = N_v - n_2$ (N_v nombre d'états électroniques de la bande de valence comptant n_2 électrons).

Les divers taux de transitions électroniques s'écrivent :

$$\left. \begin{array}{ll} p_{12} = c_p^- \frac{Ni^-}{2} p & p_{13} = c_n^o \frac{Ni^-}{2} n_1 \\ p_{21} = c_p^- Ni^o p_1 & p_{31} = c_n^o Ni^o n_3 \\ p_{42} = c_p^- p Ni^= & p_{43} = c_n^- n_4 Ni^= \\ p_{24} = c_p^- p_4 \frac{Ni^-}{2} & p_{34} = c_n^- n_3 \frac{Ni^-}{2} \end{array} \right\} \quad 9.4.1$$

L'équation de neutralité s'écrit, en supposant les donneurs et accepteurs tous ionisés :

$$n_3 + Ni^- + 2Ni^= = p + Nd - Na \quad 9.4.2$$

$$d'où \quad \Delta n_3 + \Delta Ni^- + 2 \Delta Ni^= = -\Delta n_2 = \Delta p \quad 9.4.3$$

La relation (9.2.1) de conservation des centres entraîne

$$\Delta \text{Ni}^{\text{O}} + \Delta \text{Ni}^{-} + \Delta \text{Ni}^{\text{=}} = 0 \quad 9.4.4$$

Ces relations permettent de réduire le problème de l'étude de la variation des populations des différents niveaux à un problème à trois variables indépendantes : n , p , Ni^{-} .

Le vecteur colonne A aura les trois composantes suivantes :

$$\begin{aligned} A_1 &= p_{21} + p_{31} - p_{12} - p_{13} \\ A_2 &= p_{12} + p_{42} - p_{21} - p_{24} \\ A_3 &= p_{13} + p_{43} - p_{31} - p_{34} \end{aligned} \quad 9.4.5$$

La matrice M est une matrice carrée à 3 lignes et 3 colonnes dont les coefficients s'évaluent à partir de (3.2.12), soit :

$$\left. \begin{aligned} M_{11} &= c_p^{-} (p_1 + p) + c_n^{\text{O}} (n + n_1) \\ M_{12} &= -c_p^{-} \left(\frac{p_1}{2} + \frac{\text{Ni}^{-}}{2} \right) - c_n^{\text{O}} \frac{n}{2} \\ M_{13} &= -c_p^{-} \frac{p_1}{2} - c_n^{\text{O}} \left(\frac{n}{2} + \text{Ni}^{\text{O}} \right) \\ M_{21} &= -c_p^{-} (p + p_1) + c_p^{\text{=}} (p + p_4) \\ M_{22} &= c_p^{-} \left(\frac{\text{Ni}^{-}}{2} + \frac{p_1}{2} \right) + c_p^{\text{=}} \left(\text{Ni}^{\text{=}} + \frac{p}{2} \right) \\ M_{23} &= c_p^{-} \frac{p_1}{2} + c_p^{\text{=}} \frac{p}{2} \\ M_{31} &= -c_n^{\text{O}} (n_1 + n) + c_n^{-} (n_4 + n) \\ M_{32} &= c_n^{\text{O}} \frac{n}{2} + c_n^{-} \frac{n_4}{2} \\ M_{33} &= c_n^{\text{O}} \left(\text{Ni}^{\text{O}} + \frac{n}{2} \right) + c_n^{-} \left(\frac{\text{Ni}^{-}}{2} + \frac{n_4}{2} \right) \end{aligned} \right\} \quad 9.4.6$$

Les inverses des constantes de temps associées aux phénomènes de transition entre ces niveaux sont les valeurs propres de la matrice M , il y en a donc 3, solutions de l'équation de 3° degré suivante :

$$\begin{aligned}
 & -\lambda^3 + \lambda^2(M_{11} + M_{22} + M_{33}) + \lambda \left\{ -M_{11}(M_{22} + M_{33}) - M_{22}M_{33} + M_{31}M_{13} \right. \\
 & + M_{21}M_{12} + M_{32}M_{23} \left. \right\} + \left\{ M_{11}(M_{22}M_{33} - M_{32}M_{23}) + M_{21}(M_{32}M_{13} - M_{12}M_{33}) \right. \\
 & + M_{31}(M_{12}M_{23} - M_{22}M_{13}) \left. \right\} = 0
 \end{aligned}$$

9.4.7

IX-5 INTERPRETATION DES MESURES DE DUREE DE VIE (4) (18)

IX-5-1 Germanium de type p

- Niveau de Fermi au-dessous de E_1 $100^\circ K < T < 200^\circ K$

Essayons d'appliquer la théorie de Shockley-Read à deux niveaux dans ce cas particulier, les coefficients α_1 et α_4 définis dans (9.3.5) sont tels que :

$$\alpha_1 \simeq 1 \qquad \alpha_4 \simeq 0 \qquad 9.5.1$$

Tout se passe comme si le niveau 1 contrôlait seul la durée de vie, soit:

$$\tau_1 = \tau \frac{n_o + n_1}{p_o n_o + p_o} + \tau \frac{p_o + p_1}{n_o n_o + p_o} \simeq \frac{1}{c_n^o \text{ Ni}} \qquad 9.5.2$$

Deux critères négatifs m'amènent à rejeter cette interprétation.

- τ_1 devrait dépendre de la densité Ni de nickel, or d'autres échantillons dans lesquels la concentration de Ni était différente ont présenté la même durée de vie à basse température (18).

- Pour un échantillon donné, τ_1 devrait varier comme $1/c_n^o$, donc comme $T^{-1/2}$ puisque d'autres auteurs (1) (13) (27) (58) ont trouvé $\sigma_n^o = \frac{c_n^o}{v}$ constant (v vitesse d'agitation thermique de l'électron);

cela est encore en contradiction avec les résultats expérimentaux. Il semble bien que dans les échantillons dopés au nickel de type p ce sont les dislocations qui contrôlent la durée de vie à basse température, cela expliquerait l'analogie des variations de τ et de leurs ordres de grandeur pour l'échantillon 7 et pour les échantillons 4 et 5 de la première série.

- Niveau de Fermi au-dessus de E_1 . $200^\circ\text{K} < T < 330^\circ\text{K}$

Des études complémentaires ont montré que dans ce domaine τ était proportionnel à la densité Ni.

Essayons donc de rendre compte de la durée de vie dans ce domaine par la théorie de Shockley-Read à 2 niveaux.

Nous avons les relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= 0,5 & \alpha_4 &= 0,5 \\ \frac{1}{\tau} &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_4} \right) \\ \tau_1 &= \tau_{p10} \frac{n_o + n_1}{n_o + p_o} + \tau_{n10} \frac{p_o + p_4}{n_o + p_o} \\ \tau_4 &= \tau_{p40} \frac{n_o + n_4}{n_o + p_o} + \tau_{n40} \frac{p_o + p_4}{n_o + p_o} \end{aligned} \right\} \quad 9.5.3$$

La comparaison des divers paramètres représentés sur la figure IX-3 et les résultats déjà connus concernant les sections de capture (1)(11)(13)(2)(44)(17)(27)(58) : $(\tau_{n10} \simeq \tau_{p10} ; \tau_{n40} \simeq 10^2 \tau_{p40})$ conduisent

à l'approximation :

$$\tau = \frac{2 p_o}{(p_o + n_o) v \text{ Ni}} \left[\frac{1}{\frac{p_o}{p_1} \sigma_n^o + \sigma_n^-} \right] \quad 9.5.4$$

Nous admettons encore σ_n^0 constant. Divers auteurs (1) (17) ont trouvé pour σ_n^- une loi de variation en fonction de T de la forme $\eta e^{-\epsilon/kT}$. Essayons de préciser cette loi.

Dans le domaine où p_0 est constant, c'est-à-dire pour $3,5 < \frac{10^3}{T} < 4,5$ seul le terme $\frac{p_0}{p_1} \sigma_n^0$ peut rendre compte de la variation expérimentale de τ . Toutefois, une détermination de σ_n^0 et de E_1 est impossible, car dans ce domaine les dislocations jouent sûrement un rôle important.

Dans le domaine intrinsèque, c'est-à-dire pour $\frac{10^3}{T} < 3,5$, p_1 est beaucoup plus grand que p_0 , ce qui rend prépondérant σ_n^- au dénominateur et l'on a :

$$\tau \simeq \frac{\frac{\epsilon}{kT}}{N_i v \eta} \quad 9.5.5$$

Il est donc possible, en confrontant cette expression avec les résultats expérimentaux de déduire :

$$\sigma_n^- = 8 \cdot 10^{-13} e^{-\frac{0,23}{kT}} \text{ cm}^2 \quad 9.5.6$$

IX-5-2 Germanium de type n

1) F au-dessous de E_4 , $T > 270^\circ\text{K}$

Dans ce domaine où une seule durée de vie a été observée on peut rendre compte de la valeur de τ mesurée par la théorie de Shockley-Read à 2 niveaux.

Nous avons $\alpha_1 = \alpha_4 = 0,5$ et en examinant les ordres de grandeur des divers paramètres représentés sur la figure IX-2, la durée de vie prend la forme simplifiée suivante :

$$\tau \simeq \frac{2 p_0}{(p_0 + n_0) N_i v \sigma_n^-} \quad 9.5.7$$

Dans le domaine proche de l'intrinsèque, on aura donc :

$$\tau \simeq \frac{2 p_o}{n_o \text{ Ni } v \sigma_n^-} \quad 9.5.8$$

p_o varie comme $e^{-0,38/kT}$ environ, σ_n^- varie comme $e^{-0,23/kT}$ donc τ doit varier comme $e^{-0,15/kT}$ environ et croît avec la température, l'expérience est en bon accord avec cette prévision théorique. (cf. fig. VIII-1).

Dans le domaine intrinsèque on a :

$$\tau \simeq \frac{1}{\text{Ni } v \sigma_n^-} \quad 9.5.9$$

τ doit varier comme $e^{0,23/kT}$ et doit donc décroître avec la température. Ces prévisions sont encore vérifiées et conduisent à une valeur de σ_n^- de l'ordre de $4,10^{-16} \text{ cm}^2$ à 330°K.

2) F au-dessus de E_4 , $T < 270^\circ\text{K}$

La théorie de Shockley-Read ne permet pas de rendre compte des deux durées de vie mises en évidence dans ce domaine de températures, nous allons donc rechercher les solutions de l'équation (9.4.7) et les comparer à l'expérience. Les approximations que nous pouvons faire dans ce domaine de températures permettent d'écrire l'équation du 3° degré sous la forme :

$$\begin{aligned} -\lambda^3 + \lambda^2 \left(\frac{3}{2} c_p^- p_1 + \frac{3}{2} c_n^o n + c_p^- \text{Ni}^- \right) - \lambda \left[(c_p^- p_1 + \frac{3}{2} c_n^o n) c_p^- \text{Ni}^- \right. \\ \left. + c_p^- p_1 c_n^- \frac{n}{2} + c_n^o \frac{n}{2} c_n^- \right] + \frac{1}{2} c_n^- c_p^- \text{Ni}^- \left[c_p^- p_1 + c_n^o n \right] = 0 \end{aligned}$$

Si nous admettons que vers les basses températures ($\frac{10^3}{T^{\circ}\text{K}} > 6$)
 $c_n^0 > c_{p1}^-$ l'équation (9.5.10) met en évidence les trois racines
 approchées suivantes :

$$\lambda_1 \simeq c_p^- \text{Ni}^- \quad , \quad \lambda_2 \simeq \frac{3}{2} c_n^0 \quad , \quad \lambda_3 \simeq \frac{1}{3} c_n^- \quad 9.5.11$$

Pour les températures plus élevées telles que $\frac{10^3}{T^{\circ}\text{K}} < 6$, $c_{p1}^- > c_n^0$
 et on a les trois racines approchées suivantes :

$$\lambda_1 \simeq c_p^- \text{Ni}^- \quad , \quad \lambda_2 \simeq c_{p1}^- \quad , \quad \lambda_3 \simeq \frac{1}{2} c_n^- \quad 9.5.12$$

- La plus grande des deux durées de vie expérimentales, dont des expé-
 riences complémentaires ont montré qu'elle variait en $1/n$, s'identifie
 avec $(\lambda_3)^{-1}$. Ceci me permet de déterminer la variation de σ_n^- en
 fonction de la température (cf. fig. IX-4). Cette variation obéit dans le
 domaine des températures 220-290°K à la loi donnée en (9.5.6) pour
 le type p et est cohérente avec les résultats donnés par (27), (29), (58).
 Pour les températures plus basses, elle tend à devenir constante, cela
 est en accord avec les résultats rapportés par K.D. Glinchuck (17), qui
 observe dans ce domaine une variation très faible avec la température.

- La plus petite des deux durées de vie expérimentales semble s'identifier
 à $(\lambda_2)^{-1}$ c'est-à-dire à basse température avec $2(3c_n^0)^{-1}$ et au-dessus
 avec $(c_{p1}^-)^{-1}$. Cette hypothèse permet malgré l'imprecision avec la-
 quelle cette durée de vie est mesurée, en faisant des recoupements sur
 d'autres échantillons, d'en tirer les valeurs de σ_n^0 et de σ_p^- ;
 je trouve :

$$\sigma_n^0 \simeq 3.10^{-17} \text{ cm}^2 \quad \text{pour } T = 100^{\circ}\text{K}$$

$$\sigma_p^- \simeq 3,5.10^{-16} \text{ cm}^2 \quad \text{pour } T = 200^{\circ}\text{K}$$

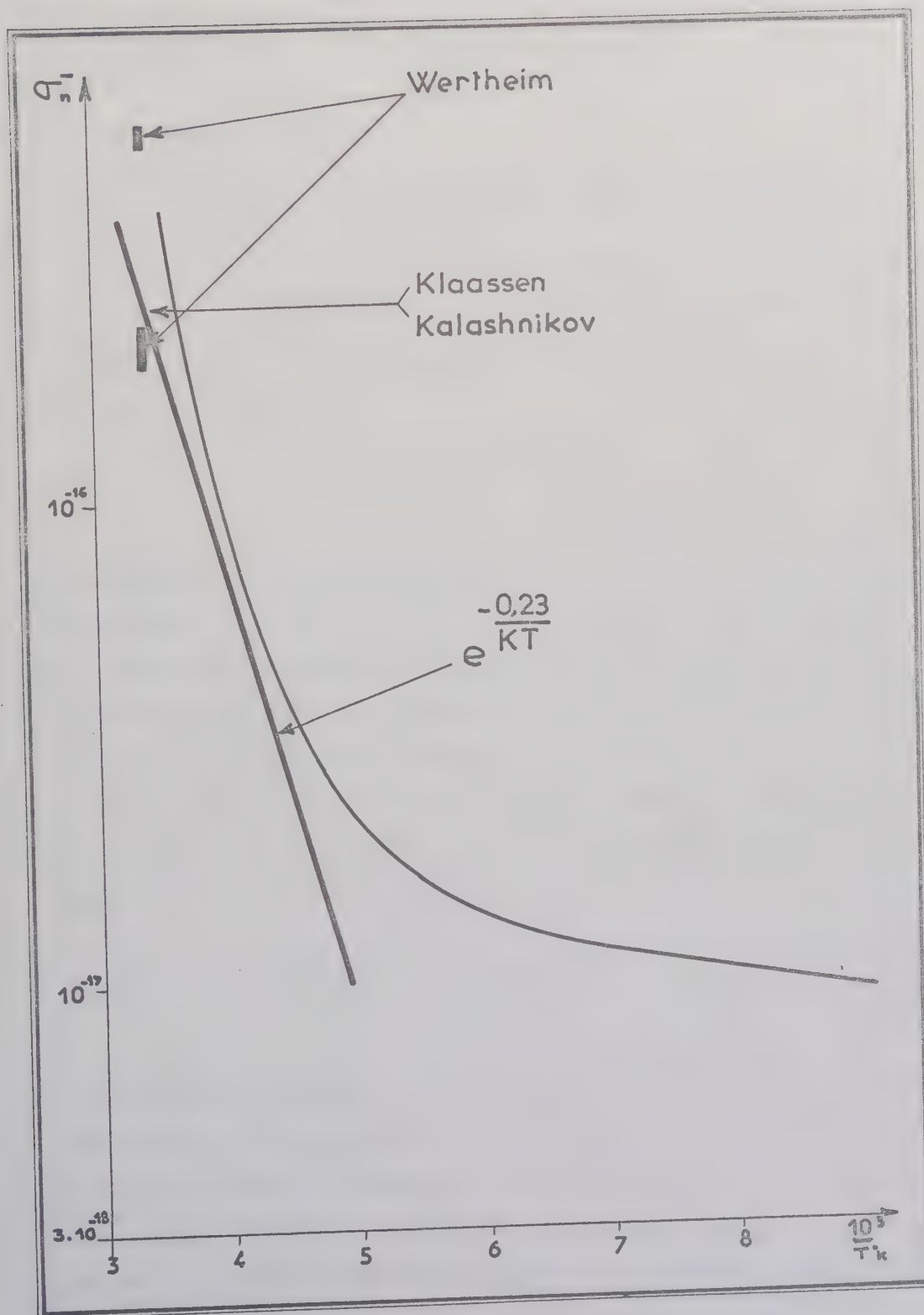


Fig: IX.4

IX-6 INTERPRETATION DES MESURES DE BRUIT

IX-6-1 Germanium de type p

1) Dans le domaine des basses températures où $F \sim E_1$

L'étude de la durée de vie par la méthode de décroissance de la photoconductivité a montré que les dislocations semblaient contrôler la durée de vie. Dans ce cas, on a vu au chapitre VII que les variances obéissent à la relation :

$$\langle \Delta N^2 \rangle = \langle \Delta P^2 \rangle = \langle \Delta N \Delta P \rangle = \frac{N_o P_o}{N_o + P_o} \simeq N_o \quad 9.6.1$$

La sensibilité de mon appareillage de mesure et l'importance de la composante de bruit en γ^{-1} ne m'ont pas permis de contrôler cette loi. J'ai aussi pensé que le niveau de Fermi étant loin du niveau de dislocations d'une part, du niveau E_4 de 2° ionisation du nickel d'autre part, les transitions de trous entre le niveau E_1 et la bande de valence pouvaient être prépondérantes. J'ai donc calculé le palier basse fréquence de la densité spectrale des fluctuations du nombre de trous associées à un tel processus. On trouve :

$$G_{PP} = 4 V \frac{Ni^- p \tau}{2 p_l + Ni^- + p} \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{2}{c_p^- (Ni^- + p_o + 2 p_l)} \quad 9.6.2$$

Les variations théoriques de $\mathcal{N}^{-1}$ pour l'échantillon n°7 qui s'en déduisent ont été calculées et tracées sur la figure IX-5, courbe b.

On peut voir que $\mathcal{N}^{-1}$ passe par un maximum quand le niveau de Fermi traverse le niveau 1. L'amplitude d'une telle variation n'aurait pas pu être mise en évidence par notre appareillage même en l'absence de bruit en γ^{-1} .

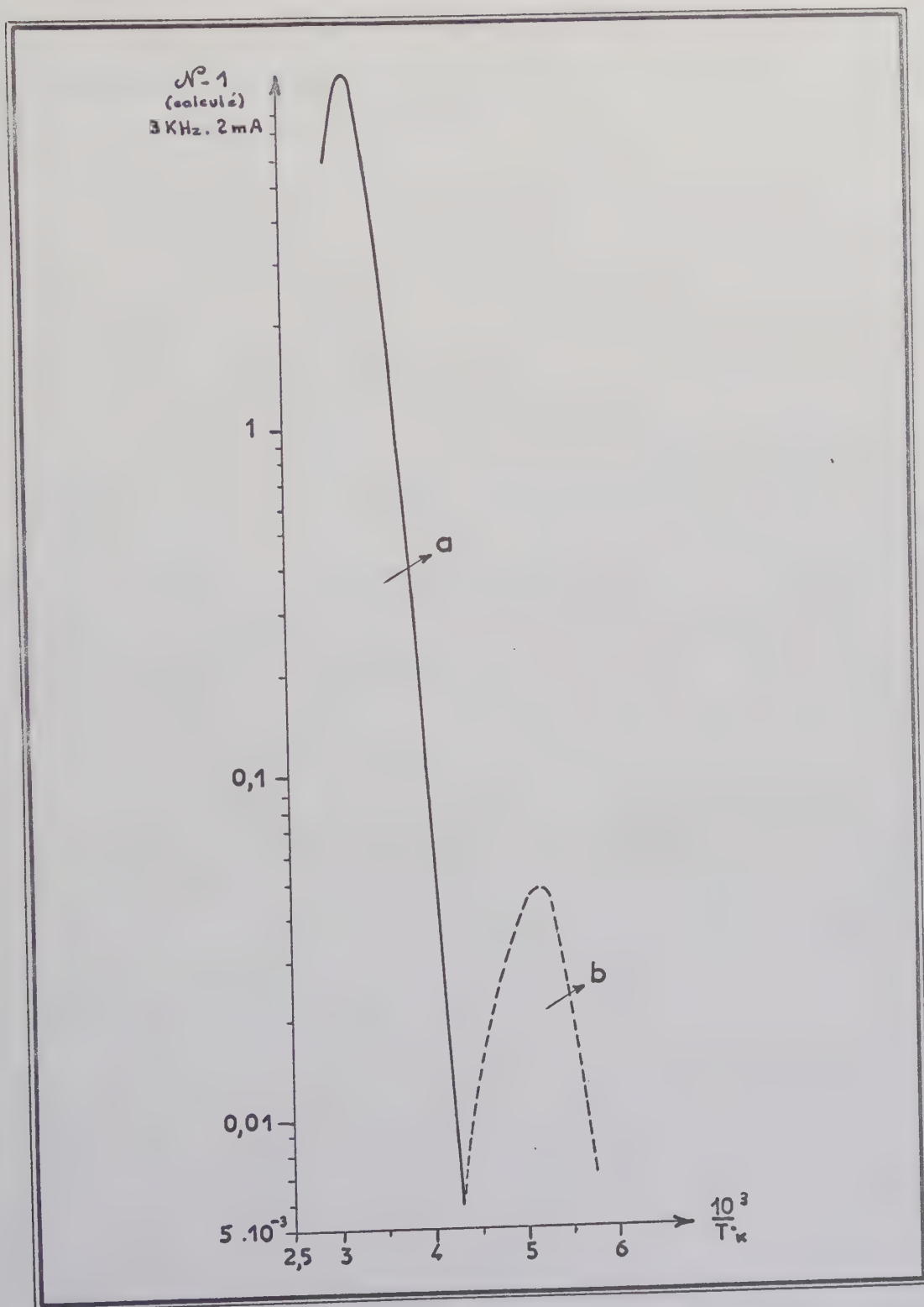


Fig: IX.5

Donc dans ce domaine de température, le niveau de bruit de génération-recombinaison prévisible par l'un ou l'autre de ces processus est trop faible pour être mesurable.

2) Lorsque le niveau de Fermi est au-dessus de E_1

Nous avons vu, dans le chapitre VII, paragraphe 2-2 que les processus de transitions bande à bande, indirectement par un niveau situé dans la bande interdite, donnaient bien toujours à une variance du type (9.6.1) et une durée de vie égale à celle de Shockley-Read.

En supposant que le niveau E_2 de deuxième ionisation ne joue aucun rôle, ce qui est possible, puisque tous ces états sont vides, je peux donc essayer d'interpréter le bruit de génération-recombinaison expérimental comme provenant de transitions des bandes vers les niveaux E_1 , de première ionisation. Les paliers basse fréquence des densités spectrales s'écriront donc :

$$G_{NN} = G_{NP} = G_{PP} = 4 \frac{N_o P_o}{N_o + P_o} \tau \quad 9.6.3$$

Sur la figure IX-5-a nous avons tracé la variation théorique du facteur de bruit $\mathcal{N}^{-1}$ calculé pour l'échantillon n°7 à partir de la relation 9.6.3. On constate un très bon accord entre ces valeurs calculées et les valeurs expérimentales de la figure VIII-4 dans ce domaine quasi intrinsèque, ce qui justifie le modèle avancé.

Entre la constante de temps $\tau = (2 \pi \nu_o)^{-1}$, qui donne sa forme à la variation de la densité spectrale en fonction de la fréquence et la durée de vie de photoconductivité, la comparaison montre une similitude de forme, mais un rapport de l'ordre de deux ($\tau_{\text{phot.}} / \tau_{\text{bruit}} \simeq 2$).

IX-6-2 Germanium de type n

1) Dans le domaine quasi intrinsèque $T > 270^\circ\text{K}$

Nous allons essayer de donner une interprétation analogue à celle qui vient d'être faite pour l'échantillon n°7 dans le domaine quasi intrinsèque. Les mesures de décroissance de photoconductivité ont montré que la durée de vie est alors due à un processus du type Shockley-Read sur le niveau E_4 . Il est donc logique de penser que le bruit de génération-recombinaison provient de transitions des bandes vers E_4 , le palier basse fréquence des densités spectrales de fluctuations du nombre de porteurs s'exprimant donc encore par :

$$G_{NN} = G_{NP} = G_{PP} = 4 \frac{N_o P_o}{N_o + P_o} \tau.$$

τ : durée de vie de Shockley-Read exprimée par (9.5.8) et (9.5.9).

Sur la figure IX-6-a, a été portée la variation théorique de $\sigma^{1/2} - 1$ qui en résulte. Nous pouvons constater un accord assez satisfaisant avec l'allure de la courbe expérimentale de la figure VIII-3, ce qui peut justifier le modèle avancé pour cette interprétation.

2) Dans le domaine des basses températures $T < 270^\circ\text{K}$

Nous notons alors expérimentalement une remontée du bruit de génération-recombinaison. Le modèle précédent n'est plus valable puisqu'il conduirait à une décroissance monotone du bruit vers les basses températures. Cette remontée du niveau de bruit de génération-recombinaison se situe dans le domaine de températures où apparaissent deux constantes de temps dans la décroissance de la photoconductivité; la plus grande d'entre elles ayant une variation analogue à celle du bruit. Nous sommes ainsi amenés à essayer de rendre compte du bruit par le modèle général des fluctuations à 4 niveaux.

Pour cela, comme nous l'avons fait dans le chapitre VII pour un système à 3 niveaux, nous avons calculé la matrice c , la matrice c^{-1} pour déterminer à l'aide de (3.2.37) les densités spectrales G_{NN} , G_{PP} , G_{NP} des fluctuations d'électrons et de trous. Sur les expressions générales très lourdes, il est difficile d'avoir une vue claire des phénomènes et en particulier d'apprécier quel est le processus de fluctuations dominant.

Nous avons alors utilisé les résultats de ce modèle général et y avons apporté les approximations valables au point $\frac{10^3}{T} = 4,85$ bien situé dans le domaine de la remontée du bruit de génération-recombinaison. Ces approximations mettent en évidence l'importance du terme basse fréquence de la densité spectrale G_{NN} relatif à la durée de vie τ_3 la plus grande, ce terme est au moins 10^2 fois supérieur aux autres termes, il s'exprime simplement par :

$$G_{NN}(\lambda_3) = \frac{2 n_4 \text{Ni}^-}{n_3} \tau_3 \quad \tau_3 = (c_n^-)^{-1}$$

et est donc relatif aux fluctuations d'électrons entre leur bande (niveau E_3) et le niveau E_4 .

A ce stade, il nous a paru préférable de calculer simplement les densités spectrales des fluctuations d'électrons correspondant au processus à deux niveaux (transitions $E_4 \rightleftharpoons E_3$), plutôt que de procéder aux calculs numériques à la machine des expressions générales des densités spectrales.

Sur la figure IX-6-b est représentée la variation théorique de N^{-1} relative à ce processus deux niveaux, dont la densité spectrale s'exprime en BF par :

$$G_{NN} = 4 V \frac{n_4 \text{Ni}^-}{n_4 + \frac{n_o}{2} + \frac{\text{Ni}^-}{2}} \tau \quad ; \quad \tau = \frac{1}{c_n^- (n_4 + \frac{n_o}{2} + \frac{\text{Ni}^-}{2})}$$

elle rend assez bien compte des variations expérimentales observées, tant que la composante de bruit en V^{-1} ne vient pas gêner les mesures.

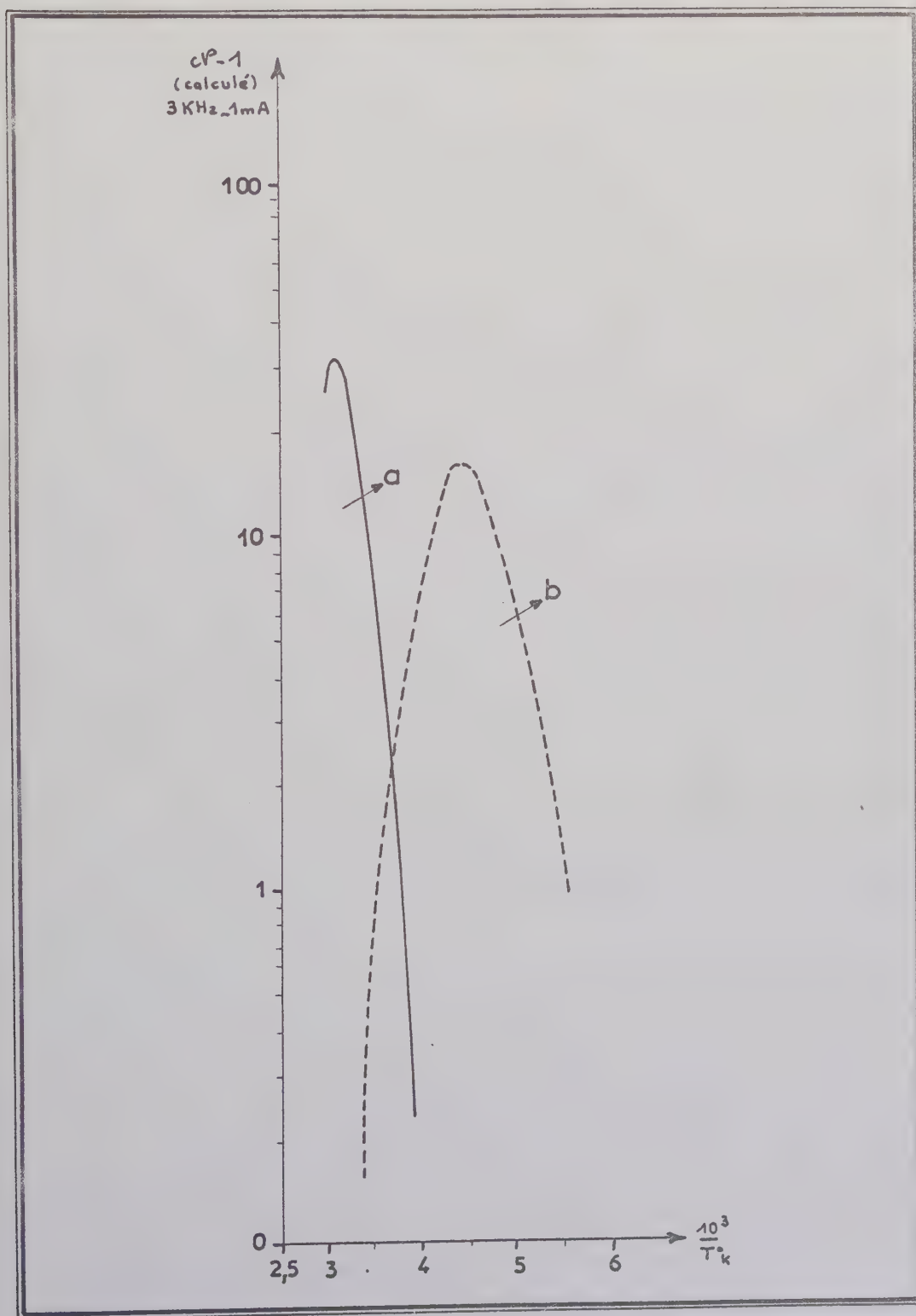


Fig: IX.6

C O N C L U S I O N

- 1) Après avoir situé le bruit de génération-recombinaison par rapport aux autres composantes de bruit, bruit thermique et effet de grenaille, existant dans les semiconducteurs, j'ai rassemblé l'ensemble des outils mathématiques nécessaires à l'interprétation des principales propriétés statistiques du nombre des porteurs considéré comme une fonction aléatoire. J'ai tout d'abord ramené l'étude de ces fluctuations à un modèle simplifié où je considérais les instants successifs de génération et de recombinaison d'un porteur, à une suite poissonnienne de densité uniforme. Puis j'ai donné le traitement complet de ce problème dans le cadre des processus de Markoff, tout d'abord sur un modèle à deux réservoirs de porteurs puis pour un nombre quelconque de réservoirs en interaction entre eux. A ce propos, j'ai explicité les densités spectrales des fluctuations de porteurs libres en fonction des taux de transitions interniveaux.

- 2) J'ai discuté et réalisé un dispositif expérimental permettant l'étude de la durée de vie de photoconductivité et l'étude de la densité spectrale des fluctuations électriques apparaissant aux bornes d'un échantillon semiconducteur.

 Ces mesures sont réalisables dans la gamme de température 100°K - 350°K et, en ce qui concerne plus particulièrement l'analyse spectrale dans la gamme de fréquences 2 KHz - 15 MHz.

 J'ai donné la nomenclature des principales caractéristiques des échantillons de germanium que j'ai étudiés : une première série de 5 échantillons dopés diversement en impuretés peu profondes, une deuxième série de 2 échantillons dopés avec du nickel.

3) J'ai rendu compte des résultats expérimentaux des études de la durée de vie et du bruit de génération-recombinaison pour les échantillons de germanium étudiés.

En ce qui concerne les échantillons dopés en impuretés peu profondes, j'interprète correctement les résultats obtenus en faisant intervenir les centres recombinants accepteurs situés environ à 0,15 eV au-dessous du bas de la bande de conduction, liés à l'existence des dislocations créées à la naissance du cristal. J'ai montré que le temps de corrélation du bruit de génération-recombinaison s'identifiait à la durée de vie de photoconductivité et que les variances des porteurs libres étaient égales à $\frac{N_o P_o}{N_o + P_o}$, tout au moins dans le domaine de températures où le bruit était mesurable.

Pour les échantillons de germanium dopés au nickel, les résultats expérimentaux sont bien interprétés en faisant intervenir les deux niveaux accepteurs d'ionisation du nickel. Les résultats de durée de vie dans le domaine quasi intrinsèque sont contrôlés par les processus de transitions du type Shockley-Read sur ces deux niveaux. Les résultats d'analyse spectrale apportent une confirmation de ce modèle car dans ce domaine les variances sont encore égales à $\frac{N_o P_o}{N_o + P_o}$ et le temps de corrélation de bruit est en bon accord avec la durée de vie de photoconductivité.

Vers les basses températures, en ce qui concerne l'échantillon de type p, peu d'informations concernant le nickel pouvaient être obtenues car durée de vie de photoconductivité et bruit semblent dûs aux dislocations. Par contre, pour l'échantillon de type n, le processus lent de capture d'électron par le deuxième niveau d'ionisation du nickel conditionne le bruit comme la décroissance de photoconductivité. De ce fait, nous avons pu déterminer une loi de variation de σ_n^- de la forme $\eta e^{-0,23 \text{ eV/kT}}$ dans le domaine 220°K - 350°K.

Pour les températures inférieures σ_n^- tend vers une constante de l'ordre de 10^{-17} cm^2 . Enfin une analyse plus fine des résultats de photoconductivité a conduit à préciser une valeur de σ_n^0 de $3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ à 100°K et σ_p^- de $3,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ à 200°K .

En général les principaux renseignements concernant les sections de capture sont déduits des mesures de décroissance de photoconductivité qui traduisent les phénomènes de transitions interniveaux au premier ordre. On obtient des informations moins précises en ce qui concerne le temps de corrélation, mais la connaissance de la loi de variation des variances de porteurs libres en fonction de la température est un point important car ces variances sont proportionnelles à la puissance totale de bruit de génération-recombinaison dans l'échantillon semiconducteur. L'évolution actuelle de l'électronique vers les circuits intégrés à résistances semiconductrices utilisés pour l'amplification à très faible niveau impose l'optimisation de certains paramètres liés au bruit de génération-recombinaison qu'il est donc important de mieux connaître.

B I B L I O G R A P H I E

- 1 J.F. Battey, R.M. Baum - Phys. Rev. 100 - 1634 (1955)
- 2 A.D. Belyaev, E.G. Miselyuk - Soviet Phys. Sol. State 6 - 2101 (1965)
- 3 M. Bernard - J. of Electron. Control. 4 - 15 (1958)
- 4 M. Bernard, M. Menoret, H. Menache - Proc. Int. Conf. on Semi-conductors 256, Prague (1960)
- 5 A. Blanc-Lapierre, R. Fortet - Théorie des fonctions aléatoires - Masson & Cie (1953)
- 6 A. Blanc-Lapierre, B. Picinbono - Propriétés statistiques du bruit de fond - Masson & Cie (1961)
- 7 A. Blanc-Lapierre - Modèles statistiques pour l'étude des phénomènes de fluctuations - Masson & Cie (1963)
- 8 R.E. Burgess - Physica 20 - 1007 (1954)
- 9 R.E. Burgess - Proc. Phys. Soc. B 68 - 661 (1955)
- 10 R.E. Burgess - Proc. Phys. Soc. B 69 - 1020 (1956)
- 11 J.A. Burton, G.W. Hull, F.J. Morin, J.C. Severiens - J. Phys. Chem. 57 - 853 (1953)
- 12 C.H. Champness - Proc. Phys. Soc. 69 - 1335 (1956)
- 13 C.R. Constantinesco, E. Ivan - Proc. of 7° Int. Conf. Paris - 1001 (1964)
- 14 O. Ebert - Dissertation (Stuttgart 1959)
- 15 P.G. Eliseev, K'ang Ch'ang-Ho, I.A. Nakhodov - Sov. Phys. Sol. State 4 - 2109 (1963)
- 16 A.A. Gippius, V.S. Vavilov - Sov. Phys. Sol. State 4 - 1777 (1963)
- 17 K.D. Glinchuk, E.G. Miselyuk - Sov. Phys. Sol. State 5 - 2684 (1963)
- 18 L. Gouskov, F. Lubat - Journal de Physique 24 - 279 (1963)
- 19 L. Gouskov, J.P. Nougier, M. Savelli - C.R.A.S. 260 - 4473 (1965)
- 20 Yu.V. Gulyaev - Sov. Phys. Sol. State 3 - 796 (1961)

- 21 R.N. Hall - Phys. Rev. 83 - 228 (1951)
- 22 R.N. Hall - Phys. Rev. 87 - 387 (1952)
- 23 J.E. Hill, K.M. van Vliet - J. Appl. Phys. 29 - 177 (1958)
- 24 G.B. Herzog; A. van der Ziel - Phys. Rev. 84 - 1249 (1951)
- 25 F.J. Hyde - Noise in electronic devices - Reinhold Publishing Corp.
N.Y. 9 à 35 (1961)
- 26 M.I. Iglitsin, L.I. Kolesnik - Sov. Phys. Sol. State 2 - 1400 (1960)
- 27 S.G. Kalashnikov, K. P. Tissen - Sov. Phys. Sol. State 1 - 491 (1959)
- 28 F.M. Klaassen, J. Blok, H.C. Booy - Physica 27 - 28 (1961)
- 29 F.M. Klaassen - Thèse 24 Mars 1961 - Vrije Universiteit Amsterdam
- 30 L.I. Kolesnik - Sov. Phys. Sol. State 4 - 1066 (1962)
- 31 A.D. Kurtz, S.A. Kulin, B.L. Averbach - Phys. Rev. 101 - 1285 (1956)
- 32 P.T. Landsberg - Proc. Phys. Soc. B 69 - 1056 (1956)
- 33 P.T. Landsberg - Proc. Phys. Soc. B 70 - 282 (1957)
- 34 C. Llinares - Thèse de Doctorat de Spécialité - Montpellier (1966)
- 35 R.A. Logen, G.L. Pearson, D.A. Kleinmann - J. Appl. Phys. 30 - 884
(1959)
- 36 F. van der Maesen, J.A. Brenckman - Philips Res. Rep. 9 - 225 (1954)
- 37 A. Many, R. Bray - Progress in semiconductors - 3 - 117 (1958)
- 38 T.G. Maple, L. Bess, H.A. Gebbie - J. Appl. Phys. 26 - 490 (1955)
- 39 R.H. Mattson, A. van der Ziel - J. Appl. Phys. 24 - 222 (1953)
- 40 F. Morin, J.P. Maita - Phys. Rev. 94 - 1525 (1954)
- 41 L.J. Neuringer, W. Bernard - Phys. Rev. Letters 6 - 455 (1961)
- 42 L.J. Neuringer, W. Bernard - J. Phys. Chem. Solids 22 - 385 (1961)
- 43 J. Okada - J. Phys. Soc. of Japan 10 - 1110 (1955)
- 44 J. Okada - J. Phys. Soc. of Japan 12 - 1338 (1957)
- 45 G.L. Pearson, W.T. Read, F.J. Morin - Phys. Rev. 93 - 666 (1954)
- 46 B.V. Rollin, J.P. Russel - Proc. Phys. Soc. 81 - 578 (1963)
- 47 C.T. Sah; W. Shockley - Phys. Rev. 109 - 1103 (1958)

- 48 D. Sautter, K. Seiler - Z. Naturf. 12 a - 490 - 497 (1957)
- 49 D. Sautter - Progress in semiconductors 4 - 127 (1960)
- 50 W. Shockley, W.T. Read - Phys. Rev. 87 - 835 (1952)
- 51 W. Shockley, J.T. Last - Phys. Rev. 107 - 392 (1957)
- 52 W.W. Tyler, R. Newman, H.H. Woodboy - Phys. Rev. 98 - 461 (1955)
- 53 B. Valdes - P.IRE 40 - 1420 (1952)
- 54 K.M. van Vliet - Phys. Rev. 110 - 50 (1958)
- 55 K.M. van Vliet - P.IRE 46 - 1004 (1958)
- 56 K.M. van Vliet, J. Blok - Physica 22 - 231 (1956)
- 57 K.M. van Vliet, J.R. Fassett - Fluctuation Phenomena in solids 267
Acad. Press - N-Y. and London (1965)
- 58 G.K. Wertheim - Phys. Rev. 115 - 37 (1959)
- 59 G.K. Wertheim, G.L. Pearson - Phys. Rev. 107 - 694 (1957)

TABLE DES MATIERES

		Pages
Chapitre I	Introduction	7
<u>Première Partie</u>		
<u>Aspect théorique de bruit de génération-recombinaison</u>		13
Chapitre II	Le bruit de génération-recombinaison dans le cadre de l'approximation poissonnienne	15
Chapitre III	Théorie du bruit de génération-recombinaison	25
<u>Deuxième Partie</u>		
<u>Les échantillons et le dispositif de mesure</u>		40
Chapitre IV	Caractéristiques des échantillons et dispositif de mesure de durée de vie	41
Chapitre V	Le banc de mesure de bruit	47
<u>Troisième partie</u>		
<u>Résultats expérimentaux et interprétation</u>		59
Chapitre VI	Résultats expérimentaux concernant le germanium dopé en impuretés peu profondes	59
Chapitre VII	Interprétation des résultats relatifs au germanium dopé en impuretés peu profondes	66
Chapitre VIII	Résultats expérimentaux concernant le germanium dopé au nickel	83
Chapitre IX	Interprétation des résultats concernant les échantillons dopés nickel	90
Conclusion		111

Deuxième Thèse

L' H O L O G R A P H I E

Vu et permis d'imprimer
MONTPELLIER, le

Le Recteur de l'Académie
de MONTPELLIER

Vu et approuvé
MONTPELLIER, le

Le Doyen de la Faculté
des Sciences,

